F. Rinne

ANLEITUNG
zu optischen Untersuchungen mit dem Polarisationsmikroskop

Von

F. Rinne † und M. Berek

Mit 335 Abbildungen im Text
und einem Bildnis von F. Rinne

Leipzig
Dr. Max Jänecke, Verlagsbuchhandlung
1934

Vorwort.

Als ich vor reichlich zwei Jahren an Herrn Professor F. Rinne mit der Anregung herantrat, sein bekanntes Büchlein „Einführung in die kristallographische Formenlehre" neu erscheinen zu lassen, aber mit Rücksicht auf die besonderen Bedürfnisse der Zeit wieder mit stärkerer Betonung der optischen Methoden zur Bestimmung der Kristalle und unter Fortlassung der röntgenographischen Untersuchungsmethoden, für die gegenwärtig vollständige und gute Anleitungen vorhanden waren, schlug er mir uneigennützig vor, ich sollte dieses Buch selbst schreiben. Mein Hinweis auf die mehrfachen Auflagen und zeitgemäßen Wandlungen seines oben genannten Werkes einigte uns zu gemeinsamer Arbeit. Im Winter 1932/33 lag das Manuskript im Entwurf größtenteils fertig vor. Herr F. Rinne hatte die in der Inhaltsangabe mit B, 1—14 und F, 7, a—h bezeichneten Abschnitte, ich die Teile A, C, D, F, 1—6, G und H neu bearbeitet. In einer gemeinsamen, eingehenden Durchsprache dieser Vorlagen wurden die Pläne für das Abzuändernde und Fehlende entworfen. Eine Vollendung des Werkes hat das Schicksal Herrn F. Rinne nicht vergönnt. Er wurde am 12. März 1933 aus seinem an Arbeit und Erfolgen reichen Leben abberufen. Mir blieb die Aufgabe, das gemeinsam Begonnene zum Abschluß zu bringen. Starke berufliche Inanspruchnahme sowie die zahlreichen Neuzeichnungen von Figuren haben das Vollenden ungewollt verzögert.

Das Werk dürfte in seiner vorliegenden Fassung eine vielleicht gerade zurzeit stärker fühlbar gewordene Lücke ausfüllen helfen.

Um die Fertigstellung der Figuren hat sich Herr W. Schäfer große Verdienste erworben, wofür ihm auch an dieser Stelle herzlichst gedankt sei.

Die im Text gegebenen Abbildungen von fertigen Apparaturen für die einschlägigen Arbeiten sind Beispiele, die mir zufolge der engen Beziehungen, die mich seit langem mit den optischen Werken E. Leitz, Wetzlar, verbinden, naheliegen, und an deren Ausarbeitung ich größtenteils selbst wesentlich mitgewirkt habe. Andere namhafte Hersteller von Instrumenten für polarisationsmikroskopische Untersuchungen sind: R. Fuess, Berlin-Steglitz, C. Leiß, Berlin-Steglitz, C. Reichert, Wien, W. und H. Seibert, Wetzlar, Dr. Steeg und Reuter, Homburg v. d. H., R. Winkel, Göttingen.

Wetzlar, im Oktober 1933. M. Berek.

Inhalt.

A. Grundlagen der Kristalloptik.

I. Das Wesen des gewöhnlichen Lichtes.

Das Licht ist eine Wellenbewegung, die sich im leeren Raum und in der Luft mit einer Geschwindigkeit von rund 300000 km in der Sekunde vom Erregungspunkte aus allseitig ausbreitet. Die Lichtschwingungen stehen auf der Fortschreitungsrichtung der Welle senkrecht. Ist $\mathfrak{n}$ (Fig. 1) eine solche Richtung, so erfolgen die Lichtschwingungen somit in der Normalebene zu $\mathfrak{n}$. Innerhalb dieser Ebene ist gewöhnlich keine Richtung bevorzugt; während sehr kurzer Zeiten herrscht zwar eine gradlinige Schwingung bestimmten Azimutes vor; dieses Azimut wechselt aber sehr häufig und regellos, und innerhalb meßbarer Zeiten werden alle möglichen Azimute durchlaufen. Man nennt solches Licht „gewöhnliches Licht“.

Fig. 1. Lichtschwingungen senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung $\mathfrak{n}$; im gewöhnlichen Licht kein Schwingungsazimut bevorzugt.

II. Vollkommen durchsichtige Kristalle.

1. Isotrope und anisotrope Kristalle.

Die Kristalle sind entweder optisch isotrop (richtungsgleich), d. h. sie verhalten sich hinsichtlich der Ausbreitung des Lichtes in ihnen in jeder Richtung gleich, oder sie sind optisch anisotrop (richtungsungleich); dann erfolgt die Ausbreitung des Lichtes in ihnen in verschiedenen Richtungen ungleich schnell. Diese Anisotropie wird durch die Kristallstruktur gesetzmäßig bedingt.

Außer einem Teil der Kristalle sind auch die Gase und gewöhnlichen Flüssigkeiten sowie feste, feinbaulich ungeordnete Materialien, wie z. B. Glas, optisch isotrop.

a) Isotrope Kristalle.

In Fig. 2 sei L der Ausgangspunkt von Licht in einem isotropen Kristall; es wird sich nach einer kurzen Zeit bis zur Oberfläche der

Kugel W ausgebreitet haben. Da die Wege von L bis zu allen Punkten auf W gleich lang sind, so sind alle Stellen auf W in gleicher Schwingungsphase; W ist also eine Wellenfläche. Die Radienvektoren von L nach

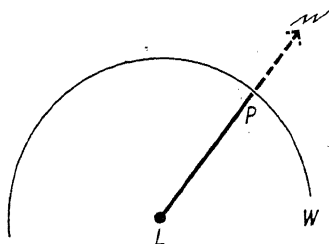



Fig. 2. Kugelwelle in einem isotropen Medium. W: Wellenfläche; LP: Strahl; $\mathfrak{n}$: Wellennormale.

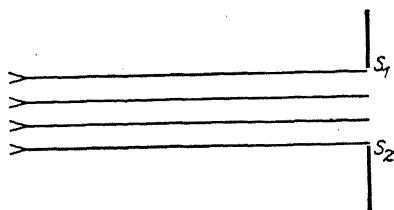



Fig. 3. Kugelwelle in sehr großem Abstand vom Erregungszentrum. Der durch den Ausschnitt S_1S_2 hindurchgehende Teil derselben kann als ebene Welle aufgefaßt werden.

W geben die Richtung des Energieflusses an, sie sind die Lichtstrahlen, wie z. B. LP einen solchen vorstellt. Errichtet man in P nach außen hin die Normale auf W, so ist $\mathfrak{n}$ die Wellennormale in P. Ihre Richtung stimmt in isotropen Kristallen mit der des Strahles überein. Die von L ausgehende Welle ist eine Kugelwelle. Betrachtet man in sehr großer Entfernung von L ein kleines Stück der Wellenfläche, so ist dieses praktisch eben, und der durch diesen Ausschnitt hindurchgehende Teil der Kugelwelle kann als ebene Welle aufgefaßt werden (Fig. 3).

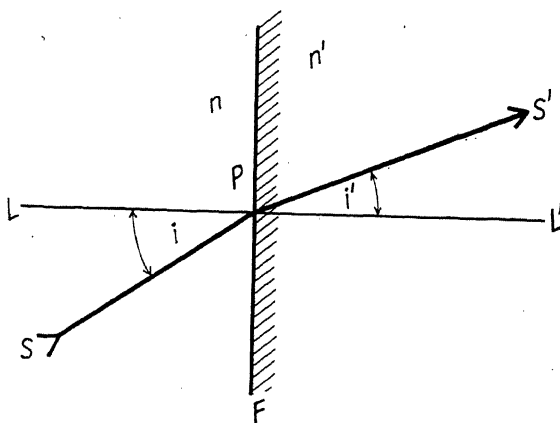



Fig. 4. Snellius'sches Brechungsgesetz: $n \sin i = n' \sin i'$.

Bezeichnen wir die Lichtgeschwindigkeit im leeren Raum oder in Luft mit c_0, die im Kristall mit c, so heißt $\frac{c_0}{c} = n$ der Brechungsindex (auch Brechungszahl) des Kristalles gegen den leeren Raum oder gegen die Luft. Er regelt den Übergang des Lichtes von einem isotropen Medium in ein anderes nach dem Snellius'schen Brechungsgesetz in folgender Weise: Grenzen in der Fläche F (Fig. 4) zwei isotrope Medien mit den Brechungsindices n und n' aneinander, und ist S ein in P einfallender Lichtstrahl, LL' das Lot in P auf F, so besteht zwischen dem Einfallswinkel i und dem Brechungswinkel i', welcher die Richtung des Strahles S' im zweiten Medium angibt, die Beziehung:

$$n \sin i = n' \sin i' \tag{1}$$

b) Anisotrope Kristalle.

L sei der Ausgangspunkt von Licht in einem anisotropen Kristall. Die Wellenflächen sind hier nicht Kugeln, und außerdem entstehen im Kristall gleichzeitig zwei Wellen (Fig. 5): die von L ausgehende Wellenbewegung ist zu derselben Zeit mit einem Teil ihrer Energie bis zur Wellenfläche W_1 vorgedrungen, mit dem anderen Teil bis zur Wellenfläche W_2. W_1 ist die schnellere, W_2 die langsamere Welle. In beiden Wellen

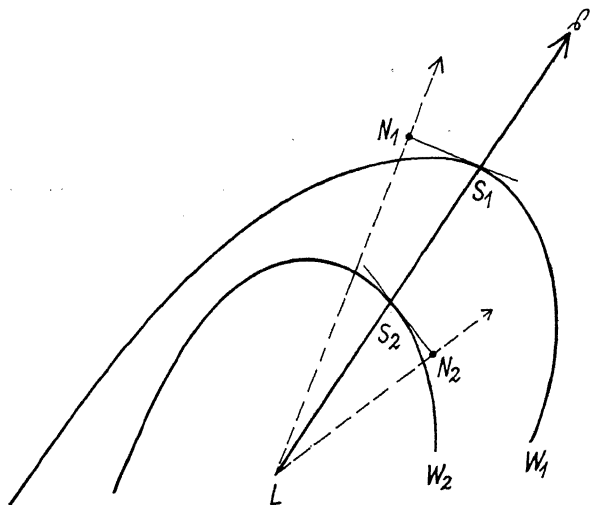



Fig. 5. Die zu einer Strahlrichtung s gehörigen beiden Wellennormalenrichtungen LN_1 und LN_2 in einem anisotropen Kristall. Beide liegen im allgemeinen nicht in der Ebene der Zeichnung.

hängt die Fortpflanzungsgeschwindigkeit von der Richtung $\mathfrak{s}$ ab. Die beiden Fortpflanzungsgeschwindigkeiten, die zu der Richtung $\mathfrak{s}$ gehören, sind $L S_1 = c_1(\mathfrak{s})$ und $L S_2 = c_2(\mathfrak{s})$. Es gibt also in jeder Richtung $\mathfrak{s}$ *zwei Strahlen, einen nach der* Wellenfläche W_1 (z. B. LS_1) und einen nach der Wellenfläche W_2 (z. B. LS_2). Diese Strahlen sind wiederum die Richtungen des Energieflusses. Legen wir nun in den Punkten S_1 und S_2 an die Wellenflächen (Fig. 5) Tangentialebenen und fällen auf sie von L aus Lote, so fallen diese im allgemeinen nicht in die Richtungen der Strahlen, auch liegen sie im allgemeinen nicht in der Ebene der Zeich-

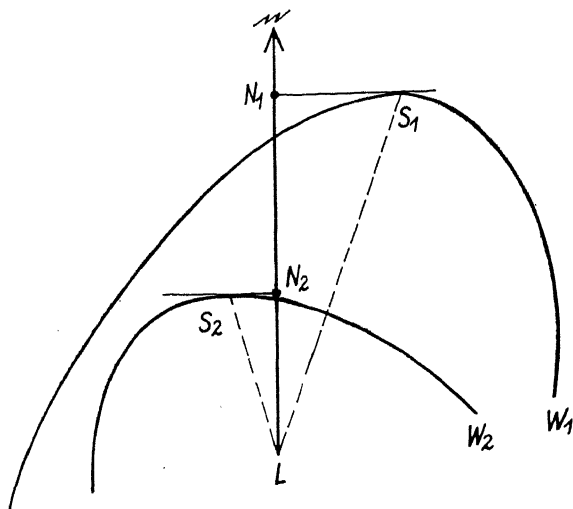



Fig. 6. Die zu einer Wellennormalenrichtung $\mathfrak{n}$ gehörigen beiden Strahlrichtungen LS_1 und LS_2.

nung der Figur 5. Diese Lote LN_1 und LN_2 sind die zu den Strahlrichtungen LS_1 und LS_2 gehörigen Wellennormalrichtungen. Es gehören also zu derselben Strahlrichtung $\mathfrak{s}$ zwei Wellennormalrichtungen, umgekehrt auch zu derselben Wellennormalrichtung zwei verschiedene Strahlenrichtungen. Dieser Fall ist in Fig. 6 dargestellt. $\mathfrak{n}$ sei eine gegebene Normalenrichtung. Man konstruiert eine Normalebene zu $\mathfrak{n}$ und verschiebt sie parallel zu sich selbst, bis sie nacheinander die Wellenflächen W_1 und W_2 berührt. Die Radienvektoren von L nach diesen Berührungspunkten S_1 und S_2 ergeben die Richtungen der zur Wellennormalen $\mathfrak{n}$ gehörigen beiden Strahlrichtungen LS_1 und LS_2. Wenn $\mathfrak{n}$ in der Ebene der Zeichnung liegt, so werden LS_1 und LS_2 im allgemeinen nicht in dieser Ebene liegen.

LS_ν bezeichnet die Strahlengeschwindigkeiten $c(\mathfrak{s})$, LN_ν die Normalengeschwindigkeiten $c(\mathfrak{n})$. Entsprechend müßte man je einen Brechungsindex für die Strahlen und je einen für die Wellennormalen unterscheiden. Da sich, wenn die Wellenflächen gegeben sind, aber Strahl und zugehörige Wellennormale gegenseitig bestimmen, so genügt es, als Brechungsindex schlechthin nur einen der beiden möglichen Indices zu definieren, entweder den, welcher der Strahlengeschwindigkeit entspricht, oder den, welcher der Normalengeschwindigkeit entspricht. Beide hängen von der Richtung im Kristall ab. Es ist eine Zweckmäßigkeitsfrage, welchen man vorzieht. Man wird den auswählen, für welchen das Brechungsgesetz möglichst analog dem für isotrope Medien ist. Wenn man also schreiben will

$$2)\qquad n \sin i = n'_1 \sin i'_1 = n'_2 \sin i'_2$$

entsprechend der Zweischaligkeit der Wellenfläche, so ist das Brechungsgesetz in dieser Form für anisotrope Kristalle nur anwendbar, wenn die Brechungsindices n'_1 und n'_2 durch die Normalengeschwindigkeiten definiert werden:

$$3)\qquad n'_1 = \frac{c_0}{c_1(\mathfrak{n}_1)}; \quad n'_2 = \frac{c_0}{c_2(\mathfrak{n}_2)},$$

wobei n'_1 und n'_2 von der Richtung $\mathfrak{n}$ abhängen. Die Winkel i'_1 und i'_2 geben dann die Richtungen $\mathfrak{n}_1$ und $\mathfrak{n}_2$ der beiden Wellennormalen im zweiten Medium.

Würde man die Strahlengeschwindigkeiten zur Definition der Brechungsindices benutzen, so ließe sich das Brechungsgesetz nicht so einfach wie 2) schreiben; denn der Strahl bleibt — im Gegensatz zur Wellennormale — bei der Brechung nicht in der Einfallsebene. Es müßte also ein auf drei Dimensionen Bezug nehmendes Gesetz benutzt werden.

Zudem leistet die Bevorzugung der Wellennormale noch ein Weiteres: Während in isotropen Medien Schwingungen in jeder Richtung innerhalb der Normalebene zur Fortpflanzungsrichtung erfolgen können, wird das Licht in anisotropen Medien vollständig polarisiert, d. h. es sind nur bestimmte Schwingungsformen möglich. In den sogenannten völlig durchsichtigen anisotropen Kristallen ist das Licht vollständig linear polarisiert, und zwar stehen die

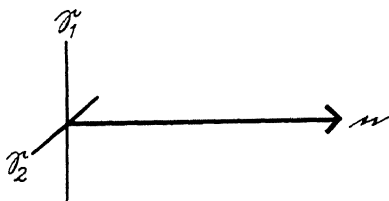



Fig. 7. Die zu einer Wellennormalenrichtung $\mathfrak{n}$ gehörigen beiden linear polarisierten Schwingungen. $\mathfrak{S}_1$: Schwingungsrichtung der schnelleren Welle; $\mathfrak{S}_2$: Schwingungsrichtung der langsameren Welle. $\mathfrak{S}_1 \perp \mathfrak{S}_2$; $\mathfrak{n} \perp (\mathfrak{S}_1, \mathfrak{S}_2)$.

Schwingungsrichtungen für die beiden Wellen mit ein und derselben Fortpflanzungsrichtung senkrecht aufeinander und senkrecht zu der gemeinsamen Wellennormalenrichtung (Fig. 7). Dieses Gesetz der Polarisation darf nicht auf die Strahlrichtungen übertragen werden; es würde dort eine sehr komplizierte Form annehmen.

2. Gesetze der Doppelbrechung.

Das Brechungsgesetz 2) für die Wellennormalen spricht zugleich das Gesetz der Doppelbrechung aus: Eine einfallende Welle liefert bei der Brechung zwei Wellen mit unterschiedlichen Normalenrichtungen (Fig. 8). Für senkrechten Lichteinfall ($i = 0$) werden die Normalen-

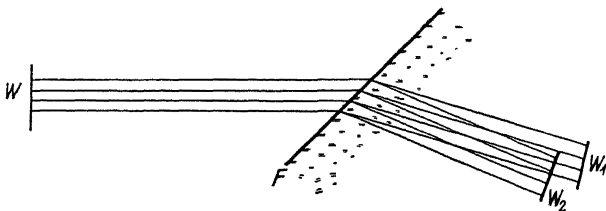



Fig. 8. Brechung einer schief gegen die Grenzfläche F einfallenden ebenen Welle W: Im anisotropen Medium entstehen zwei Wellen verschiedener Fortpflanzungsrichtung und Geschwindigkeit.

richtungen der gebrochenen Wellen identisch ($i'_1 = 0$; $i'_2 = 0$), aber es bestehen doch zwei Wellen, die sich durch ihre Fortpflanzungsgeschwindigkeiten und durch ihre Schwingungsrichtungen $\mathfrak{S}_1$ und $\mathfrak{S}_2$ unterscheiden (Fig. 9), wobei $\mathfrak{S}_1$ und $\mathfrak{S}_2$ senkrecht aufeinander stehen. Für eine Platte

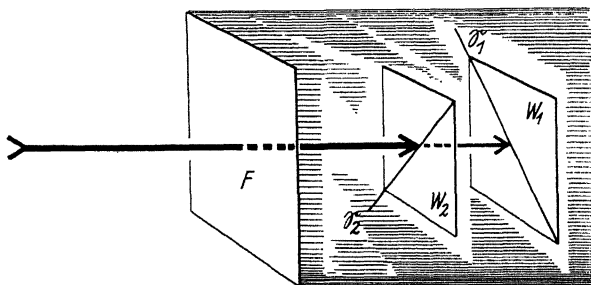



Fig. 9. Aus einer senkrecht auf die Grenzfläche F einfallenden Welle entstehen im anisotropen Medium zwei Wellen gleicher Richtung, aber mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten und zueinander senkrechten Schwingungsrichtungen $\mathfrak{S}_1$, $\mathfrak{S}_2$.

aus einem anisotropen Kristall haben die Orientierungen der Schwingungen $\mathfrak{S}_1$ und $\mathfrak{S}_2$ für senkrecht hindurchgehendes Licht eine gegen die Umgrenzungen der Platte feste und charakteristische Orientierung. In Fig. 10 ist ein Beispiel mit schiefer Orientierung gegen die Längskante gezeichnet. Die Winkel φ_1 und φ_2, wobei $\varphi_1 = 90^0 - \varphi_2$ ist, messen die Schiefe. In Fig. 11 herrscht „gerade" Orientierung der Schwingungsrichtungen, z. B. gegen die Längskante $\varphi_1 = 0$; $\varphi_2 = 90^0$.

Weiterhin kennzeichnend sind die Werte der Brechungsindices n_1, n_2 für senkrechten Lichteinfall, sowie ihre Differenz $n_2 - n_1$, die man als Doppelbrechung der Platte bezeichnet.

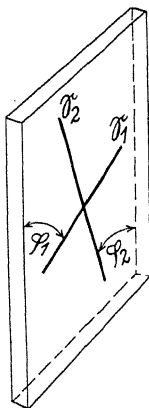



Fig. 10. Schiefe Orientierung der Schwingungsrichtungen gegen die Umgrenzungen der Kristallplatte.

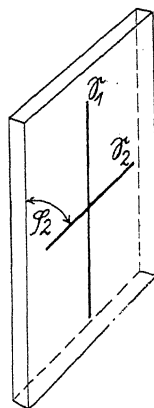



Fig. 11. Gerade Orientierung der Schwingungsrichtungen gegen die Umgrenzungen der Kristallplatte.

Ein drittes Charakteristikum ergibt sich aus den Zeiten, die beide Wellen benötigen, um bei senkrechtem Lichteinfall die Plattendicke l zu durchlaufen. Die schnellere Welle braucht dafür die Zeit $t_1 = \frac{l}{c_1}$, die langsamere die Zeit $t_2 = \frac{l}{c_2}$. Im leeren Raum oder in Luft würde das Licht in diesen Zeiten die Strecken $c_0 \frac{l}{c_1} = n_1 l$ bzw. $c_0 \frac{l}{c_2} = n_2 l$ zurücklegen. Man nennt allgemein $n\,l$ die auf den leeren Raum bezogene optische Weglänge und die Differenz

$$n_2 l - n_1 l = (n_2 - n_1)\, l = \Gamma \tag{4}$$

den Gangunterschied der beiden Wellen. In vielen Fällen ist direkt nicht die Doppelbrechung $n_2 - n_1$ meßbar, wohl aber der Gangunter-

schied Γ. Er bedeutet eine Länge und ist somit in Längeneinheiten (mm, μ oder mμ) anzugeben. Man kann ihn auch in Vielfachen der Wellenlänge des Lichtes in Luft ausdrücken:

$$\Gamma = x\,\lambda_0 \quad (5)$$

Ergibt sich hierbei $x = 1$, so nennt man die Platte eine Wellenlängenplatte; ist $x = 1/4$, so heißt die Platte eine Viertelwellenlängenplatte für die Lichtart der Wellenlänge λ_0 in Luft.

3. Die Indikatrix optisch zweiachsiger Kristalle.

Die Schwingungsrichtungen $\mathfrak{S}_\nu$ und die Brechungsindices n_ν wechseln, wie schon bemerkt wurde, mit der Richtung $\mathfrak{n}$ im Kristall. Daher haben φ_ν, n_1, n_2, $n_2 - n_1$ auch bei senkrechtem Lichteinfall für verschieden orientierte Platten eines Kristalles verschiedene Werte. Das Gesetz dieser Variationen läßt sich geometrisch durch Bezugsflächen (Referenzflächen) veranschaulichen. Es gibt deren 8; da sie sich aber auseinander ableiten lassen, so braucht man nur eine von ihnen. Am anschaulichsten werden die Verhältnisse, wenn man, wie es heute in der angewandten Kristalloptik üblich ist, die sog. „Indikatrix" als Referenzfläche wählt.

Für vollkommen durchsichtige Kristalle ist die Indikatrix im allgemeinsten Falle ein dreiachsiges Ellipsoid, das im Kristall fest orientiert ist. Bezieht man die kristallographischen Elemente auf ein (im allgemeinen schiefwinkliges) Achsenkreuz a, b, c und nennt die drei Hauptachsenrichtungen des Indikatrixellipsoides X, Y, Z, so ist die gesamte Optik

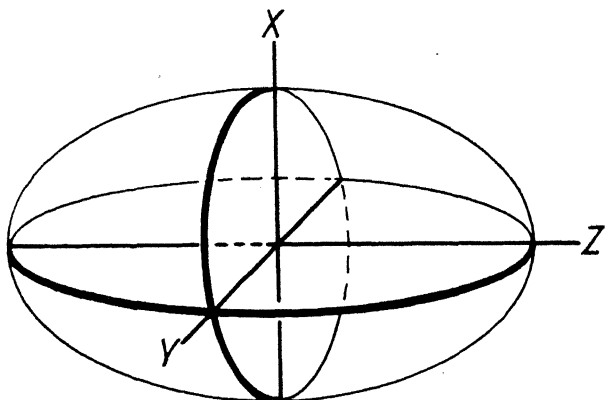



Fig. 12. Indikatrix eines optisch zweiachsigen Kristalls: dreiachsiges Ellipsoid.

des Kristalles durch die Längen der drei Halbachsen des Ellipsoids X, Y, Z und durch ihre Orientierung gegen a, b, c bestimmt.

Betrachten wir zunächst die Bedeutung der Elemente der Indikatrix für sich, gesondert von den morphologisch kristallographischen Umständen (Fig. 12): Die Hauptachsen der Indikatrix werden so gewählt, daß in Richtung X die kleinste, in Richtung Y die mittlere und in Richtung Z die größte Hauptachse des Ellipsoids liegt. Ziehen wir eine beliebige Wellennormalenrichtung $\mathfrak{n}$ in Betracht. Wir legen durch den Punkt O (Fig. 13) die Normalebene E zu $\mathfrak{n}$. Sie schneidet das mit seinem Zentrum in O kristallographisch zu $\mathfrak{n}$ richtig orientierte Ellipsoid der Indikatrix im allgemeinen in einer elliptischen Kurve. Die Ebene E ist die Schwingungsebene für die beiden Wellen mit der gemeinsamen Normalenrichtung $\mathfrak{n}$. Die Richtungen der Hauptachsen der Schnittellipse geben die beiden Schwingungsrichtungen zu der Wellennormalenrichtung $\mathfrak{n}$, die Längen der Halbachsen der Schnittellipse die beiden Brechungsindices für die Wellen mit der Normalenrichtung $\mathfrak{n}$ an; und zwar liegt die Schwingungsrichtung der schnelleren Welle, also der Welle mit kleinerem n, parallel der kleineren Halbachse der Schnittellipse ($\mathfrak{S}_1 \parallel n_1$; $\mathfrak{S}_2 \parallel n_2$). Die Differenz der Halbachsen $n_2 - n_1$ ist die Doppelbrechung in Richtung $\mathfrak{n}$. Der Zusammenhang zwischen Wellennormalenrichtung, den zugehörigen Schwingungsrichtungen und Brechungsindices ist also mit Hilfe der Indikatrix sehr anschaulich darstellbar.

Fig. 13. Konstruktion der zu einer Wellennormalenrichtung $\mathfrak{n}$ gehörigen Schwingungsrichtungen $\mathfrak{S}_1$, $\mathfrak{S}_2$ und Brechungsindices n_1, n_2 mit Hilfe der Schnittellipse, in der die Indikatrix von der durch ihr Zentrum O gehenden Normalebene zu $\mathfrak{n}$ getroffen wird.

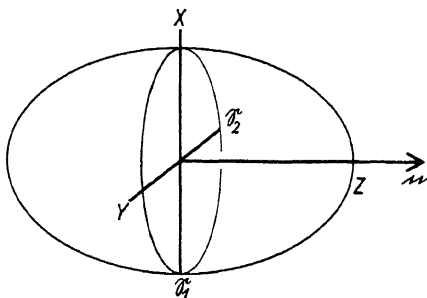



Fig. 14. Die Wellennormalenrichtung $\mathfrak{n}$ liegt in Richtung der Hauptachse Z der Indikatrix: $\mathfrak{S}_1 \parallel X$, $\mathfrak{S}_2 \parallel Y$.

Die Indikatrix besitzt drei Hauptebenen XY, YZ, ZX als Sym-

metrieebenen. Verläuft die Richtung n in einer der drei Hauptachsen des Ellipsoids (Fig. 14), so fällt die Schnittkurve der Indikatrix mit der Normalebene zu n in die zu dieser Hauptachse senkrechte Symmetrieebene, und die Brechungsindices n_1 und n_2 sind gleich den Längen der

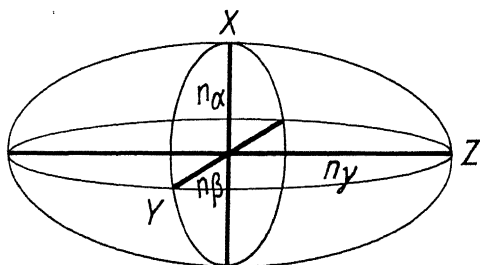



Fig. 15. Die Halbachsenlängen der Indikatrix sind die drei Hauptbrechungsindices: $n_\alpha < n_\beta < n_\gamma$.

beiden anderen Hauptachsen. Es stellen also je zwei Hauptachsenlängen der Indikatrix die Brechungsindices für die Wellen dar, die sich in der dritten Hauptachse fortpflanzen (Fig. 15). Allgemein entsprechen daher die Halbachsenlängen der Hauptachsen der Indikatrix den Hauptbrechungsindices n_α, n_β, n_γ, und zwar so, daß $n_\alpha < n_\beta < n_\gamma$, also $n_\alpha \parallel X$, $n_\beta \parallel Y$, $n_\gamma \parallel Z$ ist. Die Indikatrix führt aus diesem Grunde auch die Bezeichnung Indexellipsoid.

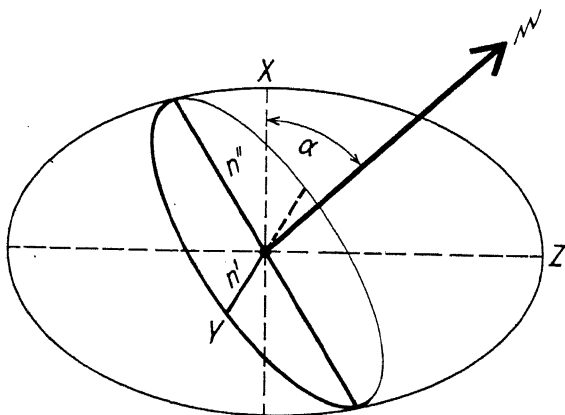



Fig. 16. Die Wellennormalenrichtung n verläuft in einer Symetrieebene der Indikatrix. $n \parallel (X, Z)$: $n' = n_\beta$; $n_\alpha < n'' < n_\gamma$; $\mathfrak{S}' \parallel Y$; $\mathfrak{S}'' \parallel (X, Z)$.

Liegt die Richtung $\mathfrak{n}$ beliebig in einer der drei Symmetrieebenen, so sind, wie leicht zu übersehen ist (Fig. 16), die Schnittkurven mit der Normalebene zu $\mathfrak{n}$ immer so orientiert, daß die Halbachsen der Schnittellipse und damit auch die Schwingungsrichtungen $\mathfrak{S}_1$ und $\mathfrak{S}_2$ parallel und senkrecht zu der betreffenden Symmetrieebene liegen. Der eine Brechungsindex ist dann gleich dem Hauptbrechungsindex senkrecht zur Symmetrieebene (z. B. in Fig. 16 gleich n_β), der andere Brechungsindex hat einen Zwischenwert zwischen den beiden anderen Hauptbrechungsindices. Dieser Zwischenwert läßt sich leicht aus den geometrischen Eigenschaften der Schnittellipse in der Symmetrieebene, welche $\mathfrak{n}$ enthält (in Fig. 16 die Ebene XZ) berechnen. Bezeichnet man z. B. den Winkel, den $\mathfrak{n}$ mit der Richtung von n_α bildet, mit α, so ist

$$6)\qquad n' = n_\beta; \quad n'' = \frac{1}{\sqrt{\frac{\sin^2\alpha}{n^2_\alpha} + \frac{\cos^2\alpha}{n^2_\gamma}}},$$

wobei, wenn sich $n'' > n'$ ergibt, $n_1 = n'$, $n_2 = n''$ zu setzen ist bzw. umgekehrt, falls $n'' < n'$.

Die entsprechenden Formeln für die beiden anderen Symmetrieebenen erhält man durch zyklische Vertauschung der Bezeichnungen α, β, γ.

Für Wellennormalenrichtungen $\mathfrak{n}$, die in der Symmetrieebene $XZ = (n_\alpha, n_\gamma)$ verlaufen, gibt es noch eine sehr wichtige Besonderheit. Für solche Richtungen hat nämlich der eine Brechungsindex immer den Wert n_β, der andere variiert zwischen n_α und n_γ, d. h. zwischen den Werten des größten und des kleinsten Hauptbrechungsindex (Fig. 16). Es muß also zwei Richtungen in der Ebene XZ geben, für welche $n_1 = n_2 = n_\beta$ wird, d. h. für welche die Schnittellipse der Indikatrix mit der Normalebene zu $\mathfrak{n}$ in einen Kreis ausartet. Diese speziellen Richtungen $\mathfrak{n}$, die also nur in der Ebene XZ vorkommen, heißen optische Achsen oder Binormalen. Sie stehen senkrecht auf den beiden Kreisschnitten des Indexellipsoids. Da Kreise keine bevorzugten Durchmesser haben, gibt es in den Richtungen der optischen Achsen keine definierten Schwingungsrichtungen, und da auch $n_1 = n_2$ wird, so sind die optischen Achsen Richtungen der Isotropie: in ihnen pflanzt sich nur eine einzige Welle von beliebigem Schwingungszustand fort wie in isotropen Kristallen. Den Winkel, welche die beiden optischen Achsen miteinander bilden, bezeichnet man mit $2\,V$; der halbe Winkel V um die Richtung n_γ ergibt sich aus den drei Hauptbrechungsindices mit Hilfe der Formel:

$$7)\qquad \sin V = \frac{n_\gamma}{n_\beta}\sqrt{\frac{n_\beta^2 - n_\alpha^2}{n_\gamma^2 - n_\alpha^2}}$$

Ergibt sich $V < 45^0$, so halbiert n_γ den spitzen Winkel der optischen Achsen; ergibt sich $V > 45^0$, so halbiert n_α den spitzen Winkel der optischen Achsen. Im ersten Falle heißt der Kristall optisch positiv, im letzteren Falle optisch negativ (Fig. 17). Man pflegt auch von

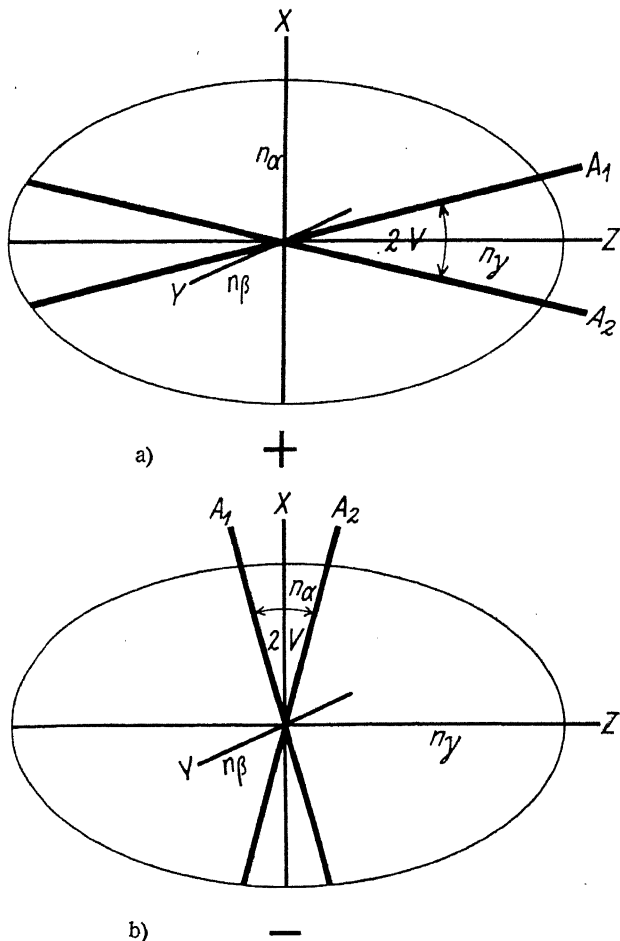



Fig. 17. Winkel der optischen Achsen $(A_1, A_2) = 2\,V$.
a) n_γ ist spitze Bisektrix: Charakter der Doppelbrechung positiv.
b) n_α ist spitze Bisektrix: Charakter der Doppelbrechung negativ.
In beiden Fällen ist n_β optische Normale. A_1 und A_2 liegen stets in der Ebene $(X, Z) = (n_\alpha, n_\gamma)$.

positivem Charakter der Doppelbrechung bzw. von negativem Charakter der Doppelbrechung zu sprechen. Diejenige Hauptachsenrichtung n_γ, welche den spitzen Winkel $2\,V$ halbiert, heißt erste Mittellinie (spitze Bisektrix); diejenige, welche den stumpfen Winkel $2\,V$ halbiert, wird zweite Mittellinie (stumpfe Bisektrix) genannt; die dritte Hauptrichtung n, welche auf der Ebene der optischen Achsen senkrecht steht, führt die Bezeichnung optische Normale; sie hat stets die Richtung n_β (Fig. 17).

Die optischen Achsen dürfen nicht verwechselt werden mit den optischen Symmetrieachsen. Letztere sind identisch mit den drei Hauptachsen X, Y, Z des Indexellipsoides.

Die Größen $n_\gamma - n_\beta$, $n_\beta - n_\alpha$, $n_\gamma - n_\alpha$ bezeichnet man als die drei Hauptdoppelbrechungen; wie aus den Fig. 15 und 17 ersichtlich ist, besteht in Richtung der Symmetrieachse

X: die Doppelbrechung $n_\gamma - n_\beta$;
Y: „ „ $n_\gamma - n_\alpha$;
Z: „ „ $n_\beta - n_\alpha$;

in Richtung der optischen Achsen: die Doppelbrechung 0.

Die Größe $\frac{1}{4}\,(n_\alpha + 2\,n_\beta + n_\gamma)$ pflegt man die mittlere Lichtbrechung des Kristalles zu nennen; die Größe $\frac{2}{3}\,(n_\gamma - n_\alpha)$ heißt seine mittlere Doppelbrechung.

Wenn die drei Hauptdoppelbrechungen nicht sehr hoch sind, kann man für den halben Winkel der optischen Achsen an Stelle von 7) folgende Näherungsformeln benutzen:

$$8)\qquad \sin V = \sqrt{\frac{n_\beta - n_\alpha}{n_\gamma - n_\alpha}};\quad \operatorname{tg} V = \sqrt{\frac{n_\beta - n_\alpha}{n_\gamma - n_\beta}}$$

Aus der tg-Formel ergibt sich folgende einfache Merkregel für den optischen Charakter: Ist $n\ - n_\beta > n_\beta - n_\alpha$, so ist der Charakter der Doppelbrechung positiv; denn es wird dann $V < 45^0$. Ist $n_\gamma - n_\beta < n_\beta - n_\alpha$, so ist der Charakter der Doppelbrechung negativ; denn es wird dann $V > 45^0$.

Der Winkel der optischen Achsen läßt sich messen, ebenso der Charakter der Doppelbrechung bestimmen. Da in dem bisher behandelten allgemeinen Falle zwei optische Achsen vorhanden sind, heißen die hierher gehörigen durchsichtigen anisotropen Kristalle optisch zweiachsig.

4. Die Indikatrix optisch einachsiger Kristalle.

Ein Sonderfall der im Vorstehenden besprochenen optischen Verhältnisse tritt ein, wenn entweder $n_\beta = n_\alpha$ oder $n_\beta = n_\gamma$ ist. Im ersteren

Falle wird gemäß Formel 7) $V = 0$, im letzteren $V = 90^0$, also $2\,V = 180^0$. Beide Male wird das dreiachsige Ellipsoid zu einem Rotationsellipsoid, und es vereinigen sich die optischen Achsen zu einer optischen Achse in Richtung der Rotationsachse. Solche Kristalle heißen daher optisch einachsig. Wird $n_\beta = n_\alpha$, so ist die Richtung n_γ Rotationsachse (und optische Achse), und der Kristall heißt optisch positiv; ist $n_\beta = n_\gamma$, so wird die Richtung n_α Rotationsachse (und optische Achse), und der Kristall wird optisch negativ genannt (Fig. 18). In beiden Fällen ist

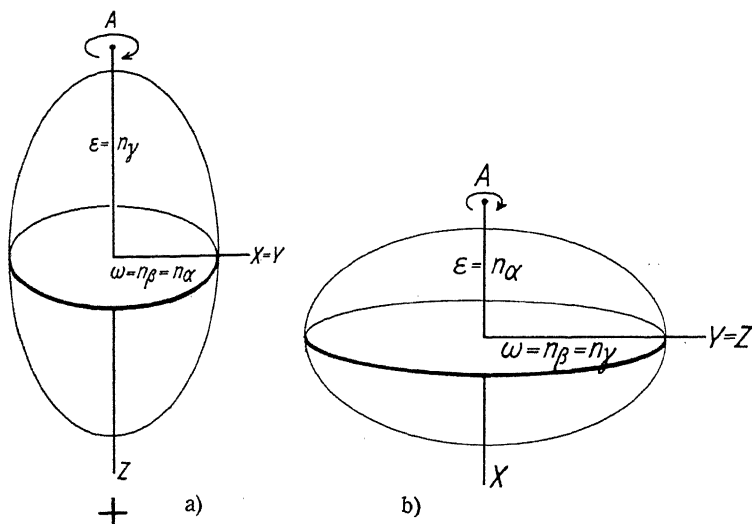



Fig. 18. Indikatrix optisch einachsiger Kristalle: Rotationsellipsoid. Rotationsachse = optische Achse = Richtung ε.
a) $\omega < \varepsilon$: Charakter der Doppelbrechung positiv.
b) $\omega > \varepsilon$: Charakter der Doppelbrechung negativ.

jede durch die Rotationsachse gelegte Ebene, das ist jeder Hauptschnitt, eine Symmetrieebene des Indexellipsoids. Für alle Richtungen n in einem solchen Hauptschnitt liegt die Schwingungsrichtung der einen Welle parallel, die der anderen Welle senkrecht zum Hauptschnitt. Die letztere Welle hat einen für sämtliche Richtungen n im Kristall konstanten Brechungsindex ω, die erstere Welle einen mit n variablen Brechungsindex n_e. Die Welle mit dem stets gleichen Brechungsindex ω heißt die ordentliche, die andere mit dem variablen Brechungsindex n_e die außerordentliche Welle. Erstere schwingt also senkrecht zum Hauptschnitt, letztere parallel zum Hauptschnitt. Fällt n in die Richtung der optischen Achse (der Rotationsachse des Indexellipsoides), so ist $n_e = \omega$;

steht $\mathfrak{n}$ senkrecht zur Rotationsachse, so hat n_e seinen zweiten Extremalwert $n_e = \varepsilon$. Die optische Achse ist immer die Richtung ε, die Richtungen senkrecht zur optischen Achse geben die Richtungen ω des Indexellipsoides. Ist $\omega < \varepsilon$, so ist der Kristall optisch positiv; ist $\omega > \varepsilon$, so heißt er optisch negativ. $\omega - \varepsilon$ bzw. $\varepsilon - \omega$ stellt die Hauptdoppelbrechung des einachsigen Kristalles vor.

5. Die Indikatrix optisch isotroper Kristalle.

Ein weiterer Sonderfall tritt ein, wenn $n_\alpha = n_\beta = n_\gamma$ ist; dann geht das Indexellipsoid in eine Kugel über; wir haben den Fall optisch isotroper oder einfach brechender Kristalle.

6. Optisch aktive Kristalle.

Eine Komplikation der bisher beschriebenen optischen Verhältnisse tritt bei den sogenannten optisch aktiven Kristallen auf. Bei diesen pflanzen sich in allen Richtungen $\mathfrak{a}$ der Isotropie, also bei isotropen Kristallen in jeder Richtung, bei einachsigen in Richtung der optischen Achse und bei zweiachsigen in den Richtungen beider optischen Achsen, zwei zirkular schwingende Wellen entgegengesetzten Rotationssinnes und verschiedener Geschwindigkeit fort (Fig. 19). Bei den anisotropen Kristallen bestehen dann in den Richtungen, die den optischen Achsen benachbart sind, zwei elliptische Schwingungen mit gekreuzt zueinander liegenden Hauptachsen und entgegengesetztem Umlaufsinn (Fig. 20).

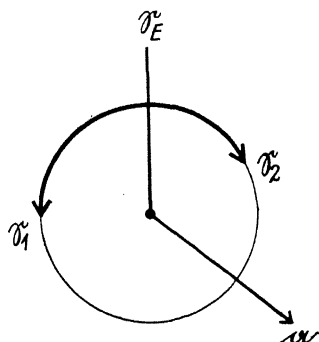



Fig. 19. Zwei verschieden schnelle, entgegengesetzt umlaufende zirkulare Schwingungen für Richtungen $\mathfrak{a}$ der Isotropie bei optisch aktiven Kristallen. $\mathfrak{S}_E$ ist die Richtung der auf den Kristall einfallenden (linear polarisiert gedachten) Schwingung.

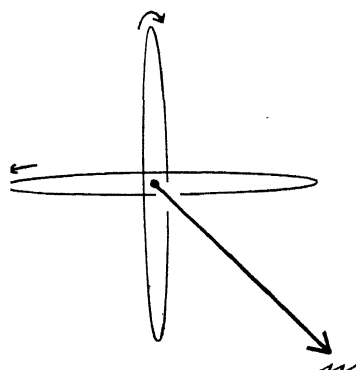



Fig. 20. Zwei elliptische Schwingungen mit gekreuzt zueinander liegenden Hauptachsen und entgegengesetztem Umlaufsinn für diejenigen Richtungen $\mathfrak{n}$ optisch aktiver anisotroper Kristalle, die der Richtung $\mathfrak{a}$ einer Achse der Isotropie benachbart sind.

In größerer Entfernung von den optischen Achsen werden die Schwingungen allmählich wieder linear. Wenn wir die Brechungsindices der beiden zirkular polarisierten Wellen in Richtung einer Achse der Isotropie mit n'_β und n''_β bezeichnen, so ist der Gangunterschied für die Plattendicke l wie früher:

$$\Gamma = (n''_\beta - n'_\beta)\, l = x\lambda_0.$$

Die Größe

$$\sigma = \pi \frac{x}{l} = \pi \frac{n''_\beta - n'_\beta}{\lambda_0} \tag{10}$$

nennt man das spezifische Drehungsvermögen des Kristalles.

III. Absorbierende Kristalle.

1. Allgemeines.

Das optische Verhalten absorbierender Kristalle leitet sich aus einer komplexen Indikatrix her. Diese kann veranschaulicht werden durch das gleichzeitige Bestehen einer Indikatrixschale für den Brechungs-

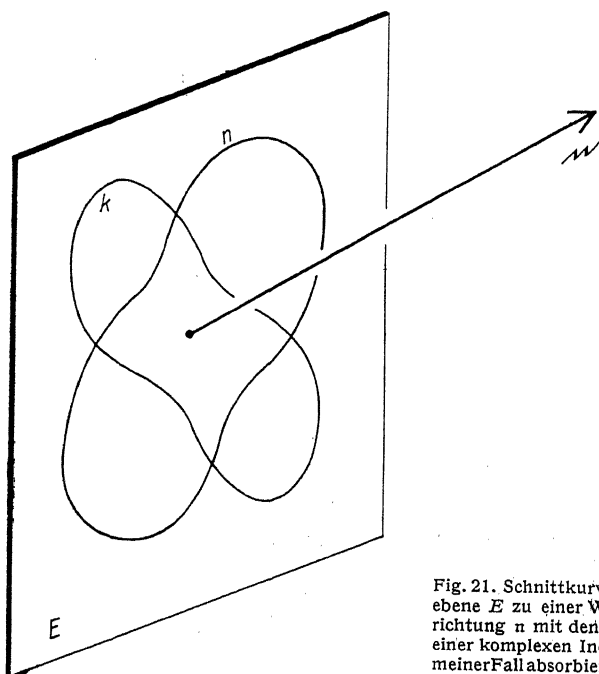



Fig. 21. Schnittkurven der Normalebene E zu einer Wellennormalenrichtung $\mathfrak{n}$ mit den beiden Schalen einer komplexen Indikatrix: Allgemeiner Fall absorbierender Kristalle.

index n und einer Indikatrixschale für den Absorptionskoeffizienten k. Letzterer kennzeichnet den Grad, in welchem das Licht bei seiner Fortpflanzung im Kristall geschwächt wird (siehe Formel 11, S. 18). Beide Schalen der Indikatrix haben im allgemeinsten Falle eine sehr komplizierte Gestalt. Die drei Hauptachsen für jede Schale stehen dann nicht mehr senkrecht aufeinander, auch ist keine Symmetrieebene vorhanden. Zur Ableitung der Polarisationsverhältnisse für Wellen in einer beliebigen Richtung n müssen die Schnittkurven der Normalebene zu n sowohl mit der n-Schale wie mit der k-Schale der Indikatrix berücksichtigt werden. Da im allgemeinen keine dieser Schnittkurven elliptisch und zu zwei aufeinander senkrechten Achsen symmetrisch ist (Fig. 21), wird das Gesetz der Schwingungsrichtung sehr kompliziert. Die Schwingungsform ergibt sich komplex, d. h. es sind im allgemeinen nur elliptische Schwingungen möglich. Für ein und dieselbe Wellennormalenrichtung

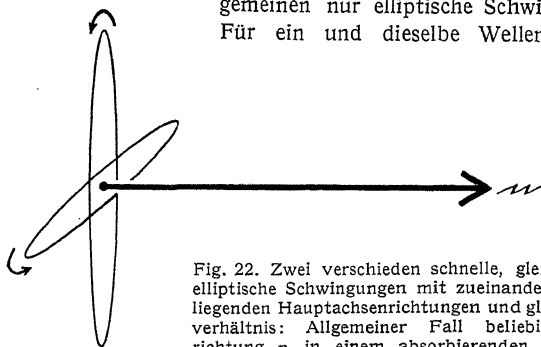



Fig. 22. Zwei verschieden schnelle, gleichsinnig umlaufende elliptische Schwingungen mit zueinander senkrecht gekreuzt liegenden Hauptachsenrichtungen und gleichem Hauptachsenverhältnis: Allgemeiner Fall beliebiger Fortpflanzungsrichtung n in einem absorbierenden anisotropen Kristall.

liegen die Hauptachsen der elliptischen Schwingungen gekreuzt zueinander und senkrecht zu der gemeinsamen Wellennormalenrichtung. Beide Schwingungsellipsen haben gleiches Achsenverhältnis und gleichen Umlaufsinn (Fig. 22, 23). Für spezielle Wellennormalenrichtungen gibt es lineare oder zirkulare Schwingungszustände. Insonderheit ist in den Richtungen, welche den optischen Achsen bei fehlender Absorption entsprechen würden, zwar $n_1 = n_2$, aber nicht $k_1 = k_2$. In diesen Richtungen pflanzen sich zwei Wellen gleicher Geschwindigkeit, aber verschiedener Absorption fort; der Polarisationszustand dieser beiden Wellen ist streng linear mit senkrecht zueinander liegenden Schwingungsrichtungen. Die optischen Achsen verlieren also im allgemeinen ihre Bedeutung als Richtungen optischer Isotropie. An ihre Stelle treten vier andere singuläre Richtungen, die sogenannten Windungsachsen. Längs ihnen pflanzt sich nur eine Welle fort; diese ist zirkular polarisiert. Je zwei Windungsachsen bilden

zusammen ein Paar, von denen die eine durch linkszirkulare, die andere durch rechtszirkulare Polarisation gekennzeichnet ist.

Die Abweichung der n-Schale der Indikatrix gegenüber der Ellipsoidgestalt hängt von der Größe der k-Schale ab. Ist letztere sehr klein, so nähert sich das optische Verhalten immer mehr dem eines vollkommen durchsichtigen Kristalles, dessen Grenzfall man erhält, wenn die k-Schale auf einen Punkt zusammenschrumpft, also k in jeder Richtung Null wird. Bei den meisten absorbierenden Kristallen, die noch in dünner Schicht im durchfallenden Licht beobachtet werden können, ist k bereits so klein, daß, abgesehen von der Lichtschwächung, das sonstige optische Verhalten so gut wie vollkommen dem durchsichtiger Kristalle entspricht. Der einzige merkliche Unterschied besteht in der Lichtschwächung der beiden Wellen; sie ist im allgemeinen für die zwei Wellen verschieden stark (Dichroismus) und variiert mit der Richtung im Kristall. Isotrope Kristalle haben natürlich, wie einen n-Wert, so auch nur einen k-Wert.

Fig. 23. Orientierung der Schwingungsellipsen gegen die Umgrenzungen der Kristallplatte für senkrecht hindurchgehendes Licht: im allgemeinen schief.

Die Amplituden der Lichtschwingungen werden beim Durchlaufen einer Strecke l im Kristall nach folgendem Gesetz geschwächt:

$$A_l = \quad {}^{2\pi}\; kl \qquad 11)$$

Hierin ist e die Basis der natürlichen Logarithmen; λ_0 kennzeichnet die Lichtart durch ihre Wellenlänge in Luft. Setzen wir z. B. $l = 0{,}01$ mm; $\lambda_0 = 0{,}0005$ mm; $k = 0{,}01$, so wird nach vorstehender Formel die Amplitude $A_l = 0{,}3\ A_0$. Da die Intensität dem Quadrate der Amplitude proportional geht, so wird selbst bei so kleinen Werten von k, wie oben angenommen, die Lichtschwächung längs kurzer Wege schon sehr bedeutend. Ein so kleiner Wert von k würde aber auf das sonstige optische Verhalten (Schwingungsform) noch keinen merklichen Einfluß haben.

2. Optisch „zweiachsige" absorbierende Kristalle.

Die absorbierenden anisotropen Kristalle haben im allgemeinen drei Hauptbrechungsindices und drei Hauptabsorptionskoeffizienten. Die den drei Hauptbrechungsindices zugehörigen Rich-

tungen fallen aber im allgemeinen nicht mit denen der drei Hauptabsorptionskoeffizienten zusammen. Von einem Charakter der Doppelbrechung kann man bei stark absorbierenden Kristallen eigentlich nicht reden, da dem kleinsten n-Wert nicht immer auch der kleinste k-Wert zu entsprechen braucht, die Kennzeichnung des optischen Verhaltens sich aber aus beiden herleitet. Bei Kristallen, welche noch in dünnen Schichten durchsichtig sind, ist der Winkel zwischen je zwei Windungsachsen, welche an die Stelle je einer optischen Achse treten, sehr gering. Das Vorhandensein elliptischer Schwingungsformen wird dann nur in unmittelbarer Nachbarschaft der Windungsachsen merklich.

3. Optisch einachsige absorbierende Kristalle.

In einachsigen absorbierenden Kristallen tritt insofern eine große Vereinfachung ein, als auch bei starker Absorption die n- und k-Schalen der Indikatrix Rotationsflächen sind, die höchstens mäßig von der Gestalt eines Rotationsellipsoides abweichen. Ferner fallen die Rotationsachsen beider Flächen immer zusammen und stellen eine wirkliche optische Achse dar, längs deren sich nur eine Welle mit beliebigem Polarisationszustand fortpflanzt. Die Schnittkurven der n-Schale und der k-Schale der Indikatrix mit der Normalebene zu einer beliebigen Fortpflanzungsrichtung $\mathfrak{n}$ sind nur mäßig von der Ellipse abweichende Kurven und symmetrisch zu zwei aufeinander senkrechten Achsen. Da diese Achsen wegen der Rotationssymmetrie der n- und k-Schale in beiden Schnittkurven sich decken, so gibt es in allen Richtungen (außer der optischen Achse) nur Wellen mit linearen Schwingungszuständen. Das Verhalten dieser Kristalle wird durch je zwei Hauptwerte n und k charakterisiert.

4. Optisch isotrope absorbierende Kristalle.

In isotropen absorbierenden Kristallen sind die Schalen für n und k Kugeln. Daher ist in jeder Richtung nur eine Welle möglich. Der Polarisationszustand dieser Welle ist beliebig. Es sei aber bemerkt, daß, im Falle das Brechungsgesetz beim Übertritt des Lichtes von Luft in solche Kristalle in der Form 1) geschrieben wird, man n' nicht konstant und nicht gleich dem Radius der n-Schale der Indikatrix setzen darf, weil die gebrochenen Wellen in absorbierenden Kristallen inhomogen sind, d. h. die Flächen gleicher Schwingungsphasen und Amplituden bei ihnen nicht zusammenfallen, außer bei senkrechtem Lichteinfall. Im Gegensatz zu vollkommen durchsichtigen isotropen Kristallen hängt dann n' in 1) von dem jeweiligen Einfallswinkel i in Luft ab und berechnet sich aus dem n-Wert und dem k-Wert der Indikatrixkugel nach folgendem Gesetz:

$$12)\qquad n_i^2 = \tfrac{1}{2}\left\{ n^2 - k^2 + \sin^2 i + \sqrt{4\, n^2 k^2 + (n^2 - k^2 - \sin^2 i)^2} \right\}$$

Der n-Wert der Indikatrixkugel ist, wie die Beziehung 12) zeigt, der Wert des Brechungsindex n für senkrechten Lichteinfall. Man nennt ihn auch den Brechungsindex für „homogene" Wellen. Es gibt unter den hierher gehörigen Kristallen solche, deren Brechungsindex kleiner als Eins ist. Wenn das Brechungsgesetz für diese Kristalle mit einem konstanten n-Wert gelten würde, so sollte bei ihnen schon für sehr kleine Einfallswinkel in Luft Totalreflexion eintreten, da sich der Sinus des Brechungswinkels dann größer als Eins ergäbe. Wenn man aber den zum Einfallswinkel i gehörigen Brechungsindex aus der Formel 12) errechnet und damit in das Brechungsgesetz 1) eingeht, so zeigt sich, daß selbst bei den größten Einfallswinkeln auch bei solchen Kristallen der Sinus des Brechungswinkels Eins nicht übersteigt, also niemals Totalreflexion eintritt.

B. Grundlagen der kristallographischen Formenlehre.

Kristallographische Untersuchungen mittels des Polarisationsmikroskops werden ungemein erleichtert, wenn sie an wohlgebildeten Kristallen ausgeführt werden können; in vielen Fällen gestattet erst die morphologische Grundlage die diagnostisch vollständige optische Kennzeichnung der Materialien. Daher ist es erforderlich, hier zusammenfassend auch die wichtigsten Umstände der kristallographischen Formenlehre im Sinne einer Vorbereitung und Ergänzung für den anzuschließenden speziellen optisch-methodischen Teil dieses Werkes darzulegen.

1. Symmetrieelemente.

a) Symmetrieebenen (Spiegelungsebenen, S. E.).

Jede S.E. teilt einen Körper in Hälften, die sich wie Gegenstand zu Spiegelbild verhalten (Fig. 24). In der Kristallwelt gibt es Gestalten mit 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 oder 9 S.E.

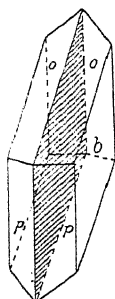



Fig. 24. Kristall mit Spiegelungsebene.

b) Symmetriezentrum (S. Z.).

Jede Linie durch ein S.Z. verbindet, wenn gleiche Streckenlängen auf ihr nach beiden Seiten hin vom S.Z. aus abgetragen werden, gleichwertige Punkte des Raumes bzw. des Kristalles miteinander. Man nennt solche gerichteten Strecken, für welche Richtung und Gegenrichtung gleichwertig sind, Tensoren. Kristalle mit S.Z. weisen zu jeder Fläche eine parallele gleichberech-

tigte Gegenfläche auf. Linien durch den Mittelpunkt eines Kristalles ohne S.Z. treffen bei gleicher Streckenlänge vom Mittelpunkt aus Un-

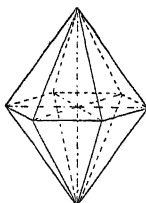



Fig. 25. Kristall mit Symmetriezentrum (hexagonale Bipyramide).

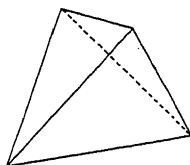



Fig. 26. Kristall ohne Symmetriezentrum (Tetraeder).

gleichartiges an der Kristalloberfläche. Solche Strecken, bei denen Richtung und Gegenrichtung verschiedenwertig sind, heißen Vektoren. Der Kristall in Fig. 25 besitzt ein S.Z., der in Fig. 26 ist ohne S.Z.

c) Symmetrieachsen
(Deckbewegungsachsen, Gyralen, S.A.).

α) Achsen einfacher Symmetrie (Gyren). — Um eine Gyre kann man einen Körper um $360^0/n$ mit dem Erfolg drehen, daß Anfangs- und Endstellung sich decken. $n =$ Zahl oder Periode der Gyre. Bei Kristallen ist $n = 1, 2, 3, 4$ oder 6, d. h. die Drehwinkel sind 360^0, 180^0, 120^0, 90^0 oder 60^0. Entsprechend heißen die Gyren: Monogyren, Digyren, Trigyren, Tetragyren, Hexagyren.

β) Achsen zusammengesetzter Symmetrie (Gyroiden). — Spiegelungsgyroiden. Ihr Kennzeichen ist Drehspiegelung; eine solche besteht aus einer Drehung um eine Achse um $\frac{360^0}{n}$ und aus einer Spiegelung nach einer zu dieser Achse senkrechten Ebene; $n = 2, 3, 4, 6$.

Inversionsgyroiden. Eine Drehinversion setzt sich zusammen aus einer Drehung um eine Achse um $\frac{360^0}{n}$ und aus einer zentrosymmetrischen Weiterführung der Operation; $n = 2, 3, 4, 6$. Die Wirkung einer Inversionsgyroide kann immer auf die einer Spiegelungsgyroide und einer Digyre gleicher Richtung zurückgeführt werden: Inversions-n-gyroide = Spiegelungs-n-gyroide + Digyre.

Fig. 27 stellt den Effekt einer Digyre vor; die mit + bezeichnete Fläche wird bei einer 180^0-Drehung (Umklappung) in die Lage der mit ○ versehenen übergeführt. Fig. 28 veranschaulicht das Ergebnis einer Spiegelungsdigyroide. Durch Umklappung und Spiegelung an einer zur

Umklappungsachse senkrechten Ebene gelangt die mit + bezeichnete Fläche in die Lage der mit ○ versehenen. Fig. 29 stellt die Wirkung einer

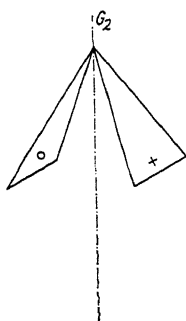



Fig. 27. Wirkung einer Digyre.

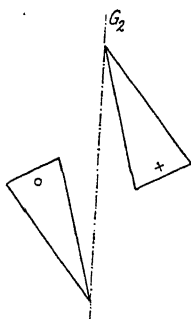



Fig. 28. Wirkung einer Digyroide.

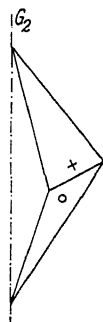



Fig. 29. Wirkung einer Inversionsdigyroide.

Inversionsdigyroide dar. Die Umklappung und die anschließende zentrosymmetrische Operation führt die mit + bezeichnete Fläche in die Lage der mit ○ vermerkten über.

Beispiel: Die Vertikalachse eines Rhomboeders (Fig. 30a) ist eine Trigyre; zugleich ist sie eine Spiegelungshexagyroide. Durch Drehung um 60° kommt die Fig. 30a in die Stellung der Fig. 30b, sodann durch Spiegelung nach einer horizontalen Ebene in die von Fig. 30c.

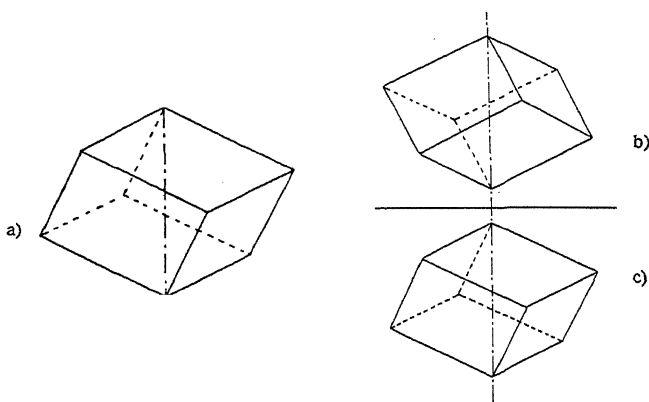



Fig. 30. Drehspiegelung bei einem Rhomboeder.

Enantiomorphie. — Zwei Körper, die sich wie Gegenstand und Spiegelbild verhalten, aber durch Drehung und Parallelverschiebung

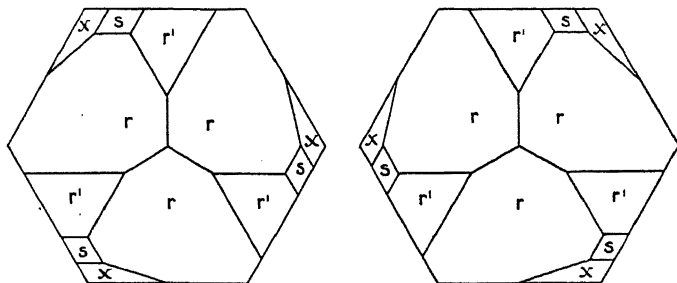



Fig. 31. Enantiomorphie bei Quarz.

nicht zur Deckung gebracht werden können, heißen gewendet oder enantiomorph. Jeder für sich besitzt nur Drehungssymmetrie, eventuell nur monogyrische, aber keine Symmetrieebene und kein Symmetriezentrum (vgl. Fig. 31).

2. Winkel.

Die Neigung der Flächen eines Kristalles zueinander kennzeichnet man durch Angabe der Winkelgrade zwischen ihnen. Man unterscheidet den inneren (Euklidischen) Neigungswinkel (α in Fig. 32) und den äußeren Neigungswinkel (β'). Den Richtungssinn der Fläche geben am unmittelbarsten die Lote (Normalen) auf ihnen an (N in Fig. 32). Diese bilden den Normalenwinkel $\beta = \beta' = 180^0 - \alpha$ miteinander.

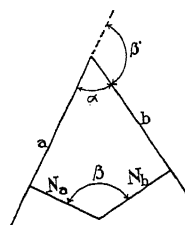



Fig. 32. Innerer (α), äußerer (β') Neigungswinkel und Normalenwinkel (β) zweier Flächen a und b.

3. Zonen.

Von drei oder mehr Flächen, die sich in parallelen Kanten schneiden, sagt man, sie liegen in einer Zone; sie sind tautozonal. Die gemeinsame Richtung (Richtung der Durchschnittskanten) heißt Zonenachse. Jede Kristallkante kann Zonenachse sein. Eine Fläche kann in mehreren Zonen

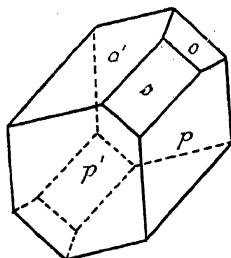



Fig. 33. Zonen am Axinit.

liegen. Die Normalen tautozonaler Flächen gehen der Ebene senkrecht zur Zonenachse parallel.

Im Beispiel der Fig. 33 liegen die Flächen *p* und *p'* mit ihren parallelen Gegenflächen in einer Zone, ebenso die Flächen *o'*, *s*, *p* sowie *o*, *s*, *p'* und ihre Gegenflächen. Die Fläche *s* gehört den Zonen *op'* und *o'p* gleichzeitig an.

4. Grundgesetze der kristallographischen Formenlehre.

a) Konstanz der Neigungswinkel. — Die Neigungswinkel entsprechender Flächen einer Kristallart sind bei derselben Temperatur an allen Individuen gleich.

b) Zonenverbandgesetz. — Alle Flächen, die man aus zwei Zonen an einem Kristall ableiten kann, sind mögliche Kristallflächen. Durch zwei beliebige Kristallkanten gelegte Flächen sind also kristallonomisch möglich.

c) Parametergesetz. — Drei eine Ecke bildende Kristallflächen *A*, *B*, *C* (Fig. 34) geben in ihren Durchschnittslinien drei Achsenrichtungen und in den Mittelpunkt des Kristalls parallel verschoben ein Achsenkreuz. Im allgemeinen Fall bildet keine der drei Achsen mit

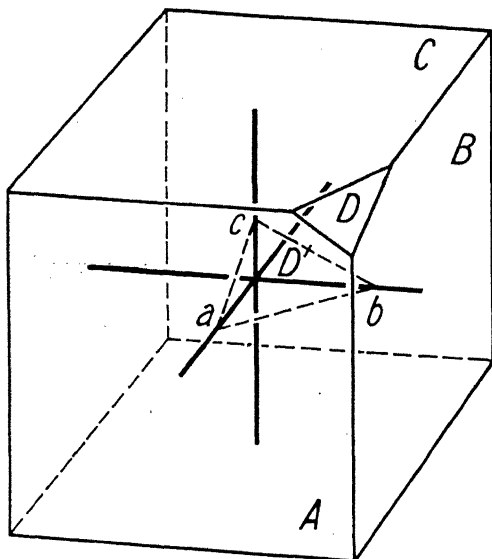



Fig. 34. Achsenabschnitte einer Einheitsfläche *D*: *a*; *b*; *c*.

einer anderen einen rechten Winkel. Eine vierte Kristallfläche D (Einheitsfläche), welche keiner der drei Achsen parallel ist, schneidet, eventuell verbreitert gedacht, bestimmte Strecken (Parameter) a, b, c auf dem Achsenkreuz ab. Das Längenverhältnis dieser Parameter bleibt bei Parallelverschiebung von D nach D' in den Mittelpunkt des Kristalles dasselbe und heißt das Achsenverhältnis. $a : b : c$ ist im allgemeinen Falle irrational. In diesem Achsenverhältnis pflegt man willkürlich $b = 1$ zu setzen; a und c geben dann die Einheitslängen der beiden anderen Achsen.

Verschiebt man die anderen Flächen eines Kristalles parallel zu sich selbst, und zwar jedes Mal so weit, bis sie durch den Endpunkt der Einheitslänge einer beliebigen Achse hindurchgehen, so schneiden sie stets auf den anderen Achsen rationale Teile oder Vielfache der Einheitslängen dieser Achsen ab. Die Achsenschnitte bleiben natürlich rational, wenn man sie mit ganzen Zahlen multipliziert oder dividiert, oder, was geometrisch ausgedrückt dasselbe ist, wenn man die Flächen parallel zu sich selbst verschiebt.

Allgemeiner Fall: Wenn das Achsenverhältnis $a : b : c$ ist, so schneiden andere Flächen auf dem Achsenkreuz Längen $ma : nb : pc$ ab, wobei die Koeffizienten m, n, p mit den verschiedenen Flächen wechselnde, aber rationale, meist einfache Zahlen sind, etwa in der Folge $0 \ldots {}^1/_4, {}^1/_3, {}^1/_2, {}^2/_3, {}^3/_4, 1, {}^4/_3, {}^3/_2, 2, {}^5/_2, 3, 4, \ldots \infty$.

Die Winkeländerung zwischen den einzelnen Flächen einer Kristallart beläuft sich auch bei starkem Temperaturwechsel meist nur auf wenige Minuten. Dagegen bleiben der Zonenverband und die Koeffizienten der Achsenabschnitte abgeleiteter Flächen bei Änderung der Temperatur streng erhalten.

Zonenverbandgesetz und Parametergesetz sind der Ausdruck der nämlichen Regelmäßigkeit im Kristallbau.

5. Flächen- und Zonensymbole.

Flächensymbole nach Miller (Indicesbezeichnung). — Man bildet von den Koeffizienten m, n, p der Achsenabschnitte die reziproken Werte ${}^1/m$, ${}^1/n$, ${}^1/p$ und bringt diese durch Multiplikation mit einer geeigneten Zahl auf ganze Zahlen. Die sich ergebenden Werte, nebeneinander gestellt, bilden das Flächensymbol. Das allgemeine Millersche Symbol einer Fläche ist also hkl.

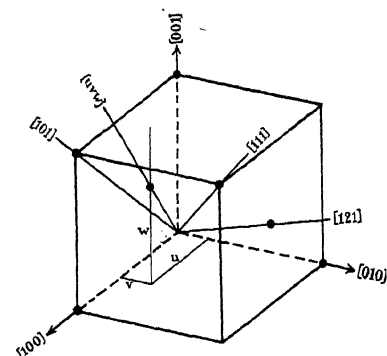
Beispiel: Die Fläche $\infty a : {}^1/_2 b : c$ mit den Koeffizienten ∞, ${}^1/_2$, 1 liefert als reziproke Werte 0, 2, 1. Da dies bereits ganze Zahlen sind, heißt also das Flächensymbol (021). Man pflegt um das Symbol einer Einzelfläche eine runde Klammer zu setzen. Die Fläche $a : {}^3/_2 b : 3c$ liefert

als reziproke Koeffizienten $^1/_1$, $^2/_3$, $^1/_3$. Multipliziert man diese Werte mit 3, so gelangt man zu ganzen Zahlen, und das Millersche Flächensymbol wird also in diesem Falle (321).

Die Flächenlage in den verschiedenen Oktanten des Achsenkreuzes wird durch Hinzufügung des negativen Vorzeichens für die Achsenarme hinten, links und unten gekennzeichnet und durch Minusstriche über den betreffenden Indices versinnbildlicht. ($\bar{3}21$) liegt also hinten rechts oben im Achsenkreuz entsprechend $^1/_3\bar{a} : {}^1/_2 b : c = \bar{a} : {}^3/_2 b : 3c$.

Fig. 35. Zonensymbole.

Sollen durch das Symbol alle Flächen bezeichnet werden, die zufolge der herrschenden Symmetrie zu einer Gestalt gehören, so setzt man das Symbol in eine geschweifte Klammer; z. B. bezeichnet {111} das reguläre Oktaeder als Ganzes.

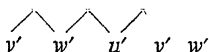
Zonensymbole. Man kennzeichnet die Richtung einer Zonenachse (Kristallkante), indem man diese durch den Anfangspunkt des Achsenkreuzes geführt denkt und für einen beliebigen, auf ihr gelegenen Punkt die drei Koordinaten u, v, w mit Bezug auf die drei Achsen a, b, c festlegt (Fig. 35). Im allgemeinen Falle beziehen sich diese Koordinaten auf ein schiefwinkliges Achsensystem. Das Zonensymbol wird in eckige Klammern gesetzt.

6. Zonenverband und Indices.

Aus den Indices zweier Flächen (h, k, l) und (h', k', l') erhält man ihr Zonensymbol $[uvw]$ durch folgendes Schema:

$$\begin{array}{ccccc} & k & l & h & k \\ h' & k' & l' & h' & k' \end{array}$$

$$u = kl' - lk'; \; v = lh' - hl'; \; w = hk' - kh'.$$

Liegt eine Fläche in zwei Zonen $[uvw]$ und $[u'v'w']$, so leiten sich ihre Indices h, k, l ab aus

$$\begin{array}{ccccccc} u & | & v & w & & v & | & w \\ & & v' & w' & u' & v' & w' \end{array}$$

$$h = vw' - wv';\ k = wu' - uw';\ l = uv' - vu'.$$

Liegt eine Fläche (hkl) in einer Zone $[uvw]$, so ist immer

$$hu + kv + lw = 0.$$

Zählt man die entsprechenden Indices zweier Flächen (hkl) und $(h'k'l')$ zusammen, so erhält man eine Fläche $(h''k''l'')$, welche die Kante zwischen (hkl) und $(h'k'l')$ abstumpft, d. h. eine tautozonale Fläche. Zum Beispiel liefern die Flächen (101) und (001) als tautozonale Fläche (102). Auf diese Weise kann man durch Komplikation Zonenreihen entwickeln.

Auch ein Zerlegen der Indices einer Fläche gibt Aufschluß über ihren Zonenverband. Beispiele: (211) = (100) + (111); (211) = (101) + (110); (312) = (101) + (211).

Allgemein erhält man die Symbole (hkl) der mit $(h_1k_1l_1)$ und $(h_2k_2l_2)$ tautozonalen Flächen durch Multiplikation und Addition nach dem Schema $h = \lambda h_1 + \mu h_2$; $k = \lambda k_1 + \mu k_2$; $l = \lambda l_1 + \mu l_2$, wo λ und μ ganze positive oder negative Zahlen sind.

7. Stereographische Projektion.

Zur Übersicht der beobachteten Kristallformen und ihrer Beziehungen zueinander, vornehmlich aber auch zur Kennzeichnung optischer Verhältnisse bedient man sich mit großem Nutzen der stereographischen Projektion. Hierbei stellt man die Kristallflächen durch Projektionspunkte dar.

Man denke sich den Kristall von einer konzentrischen Kugel umgeben und seine Flächen, z. B. F in Fig. 36, parallel nach außen verschoben, bis sie Tangentialebenen an der Kugel sind. Sie berühren dann letztere jeweils in einem Punkte P. Man erhält natürlich den nämlichen Punkt P, wenn man vom Kristallmittelpunkte M aus Lote (L) auf die Kristallflächen fällt und bis zum Einstichpunkte (P) mit der Kugel verlängert. Die Kugelpunkte (gleich Sternen auf dem Himmelsgewölbe) heißen Flächenpole; ihre Gesamtheit nennt man die Flächenpolfigur. Die Flächenpole kennzeichnen somit Richtungen von Kugelradien. Wie Flächenlote kann man auch Kristallkanten oder andere, z. B. optische Richtungen, die man durch M gehend denkt, durch einen Pol auf der Kugel festlegen.

Als Projektionsebene (PE) dient die Ebene eines größten Kreises. Stellen wir die Ebene eines solchen Kreises GK wagerecht, so lassen sich

die Projektionspunkte der Flächenpole kennzeichnen als Schnittpunkte (p'), die man auf der Projektionsebene erhält durch Einstechen der Verbindungslinien (PS) zwischen den Flächenpolen (P) und dem unteren Pol (S) der Kugel. Ersichtlich liegen die Projektionspunkte der Pole der oberen Halbkugel innerhalb des Grundkreises (GK), die Projektionspunkte der unteren Halbkugel außerhalb. Die Projektionspunkte der Flächen senkrecht zur Projektionsebene befinden sich auf der Peripherie des Grundkreises. Bei ihnen fallen Flächenpole und Projektionspunkte in eins zusammen.

Gewöhnlich gibt man in der Projektion nur die Flächenpole der oberen Halbkugel wieder. Die etwaigen Projektionen der Flächen unter-

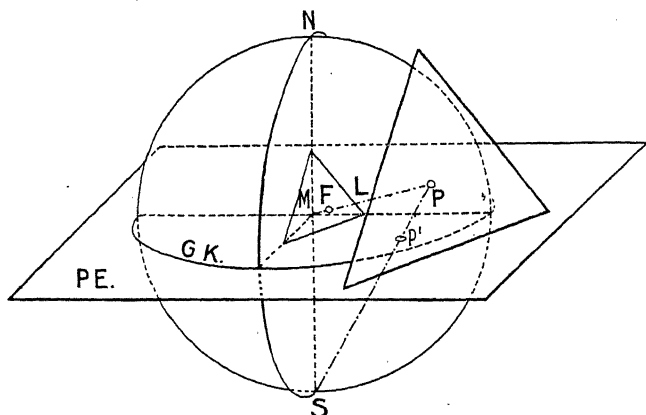



Fig. 36. Schema zur stereographischen Projektion. p' ist die Projektion des Flächenpoles P der Fläche F.

halb des Grundkreises stellt man statt außerhalb des letzteren innerhalb dar, indem man die Flächenpole der unteren Halbkugel mit dem oberen Kugelpol (N) verbindet (Gadolinsche Projektion). Die Projektionspunkte der oberen und unteren Halbkugel erhalten eine verschiedene Markierung, etwa + und ○.

Die Zone der zum Grundkreise senkrechten Flächen hat ihren Zonenpol im oberen Kugelpol (N). Die Projektion dieses Zonenpols ist der Mittelpunkt (M) des Grundkreises. Wie nun die Flächenpole dieser Zone auf dem Grundkreise liegen, so befinden sich die Flächenpole jeder Zone auf einem größten Kreise der Kugel, von dem der zugehörige Zonenpol 90° absteht.

Die wichtigste Eigenschaft der stereographischen Projektion ist Treue bezüglich der Winkel. Die Herstellung solcher Projektionen

und die Schlußfolgerungen aus ihnen werden außerordentlich leicht ge-
macht durch die Anwendung eines Wulffschen Netzes (Fig. 37). Es
stellt gewissermaßen die stereographische Projektion von Meridianen

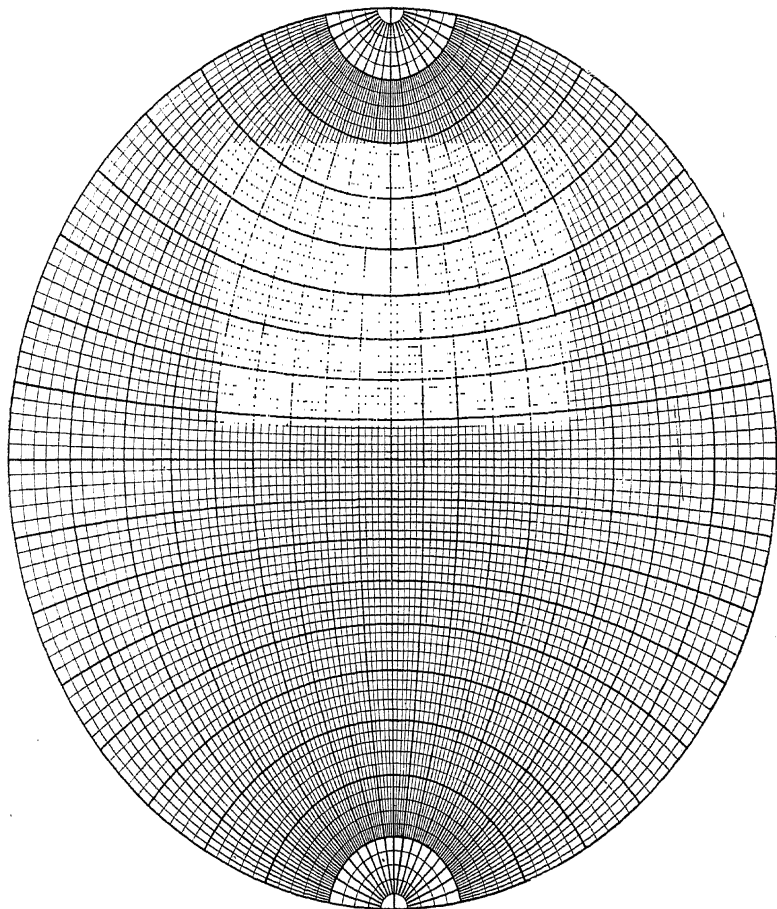



Fig. 37. Wulffsches Netz.

und Breitenkreisen auf eine horizontal gedachte Meridianebene dar. Die
ausgezogenen Kreise stehen in diesem Schema um 2° voneinander ab.
Man zeichnet auf Pauspapier, welches über das Wulffsche Netz gespannt

wird. Am besten kann man sich der in Fig. 38 dargestellten Vorrichtung bedienen, bei welcher das Pauspapier auf einem über dem Netz drehbaren Ring befestigt werden kann, der zwangläufig nur konzentrische Drehungen des Pausblattes zuläßt. Auf diese Weise ist es möglich, beliebige Punkte des Pausblattes auf Meridiane des Netzes zu bringen und mit deren Hilfe Winkelabstände zu messen. Auch der Grundkreis und die horizontale Querachse können als Winkelmesser dienen.

Im folgenden sei die Lösung einiger wichtiger, häufig auftretender Aufgaben mit Hilfe des Wulffschen Netzes gegeben:

Aufgabe 1. — Gegeben die Projektion zweier Flächen; gesucht ihr Zonenkreis.

Durch Drehung des Pausblattes bringt man die Projektionspunkte der Flächen auf einen und denselben Meridian; dieser ist der Zonenkreis. Der Winkel zwischen den beiden Flächen kann auf dem Meridian abgelesen werden.

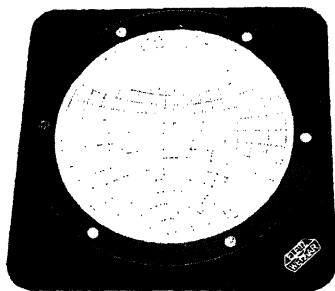



Fig. 38. Gebrauchsfertiges Wulffsches Netz mit Drehvorrichtung für das Pausblatt (nach M. Reinhard).

Aufgabe 2. — Gegeben ein Zonenkreis; gesucht der zugehörige Zonenpol.

Man bringt durch Drehen des Pausblattes den Zonenkreis zur Deckung mit einem Meridian und zählt von diesem aus auf der horizontalen Querachse 90° ab.

Aufgabe 3. — Gegeben zwei Flächen einer Zone und zwei Flächen einer zweiten Zone; gesucht die Fläche, welche beiden Zonen angehört.

Man zieht die beiden Zonenkreise. Der Schnittpunkt ist der Projektionspunkt der gesuchten Fläche.

Aufgabe 4. — Gegeben eine Fläche; gesucht alle Flächen mit einem bestimmten Winkelabstand von ihr.

Der Ort der Pole dieser Flächen auf der Kugel ist ein Kreis, also auch ihre Projektion ein solcher. Zur Auffindung dieser Kreislinie bringt man den Projektionspunkt der gegebenen Fläche auf einen Meridian und steckt längs diesem beiderseits vom Flächenpol den gegebenen Winkel ab. Durch Weiterdrehen des Pausblattes kommt der gegebene Flächenpol auf einen anderen Meridian, auf welchem man wieder denselben gegebenen Winkel abmißt usw. Man erhält so leicht den ganzen Kreis. Liegt der Ausgangspunkt auf einem Grundkreis, so dreht man den Punkt bis zur Deckung mit einem Ende der Längsachse des Netzes und benutzt zur

Konstruktion des gesuchten Kreises ohne weiteres den Breitenkreis im gegebenen Winkelabstand.

Aufgabe 5. — Gegeben zwei Flächen; gesucht eine dritte Fläche, die mit den gegebenen in einer Zone liegt und mit der einen von ihnen in einer bestimmten Richtung einen gegebenen Winkel bilden soll.

Man ziehe den Zonenkreis und trage in gewünschter Richtung den gegebenen Winkel auf ihm ab.

Aufgabe 6. — Gegeben zwei Flächen; gesucht eine dritte Fläche mit dem Winkelabstand α von der einen und β von der anderen Fläche.

Man ziehe entsprechende Kreise um die Projektionspunkte wie in Aufgabe 4. Ein Schnittpunkt der beiden Kreise ist die gesuchte Projektion der dritten Fläche.

Aufgabe 7. — Gegeben zwei Zonenkreise; gesucht ihr Winkelabstand.

Man sucht die Pole der Zonenkreise gemäß Aufgabe auf 2 und bestimmt deren Winkelabstand auf einem Meridian.

Aufgabe 8. — Gegeben zwei Zonenkreise; gesucht der den Winkel dieser Zonenkreise halbierende Kreis.

Man suche nach dem Verfahren (7) den Meridian, der durch die Pole der beiden Zonenkreise geht. Der gesuchte Kreis geht dann durch den gefundenen Halbierungspunkt und durch den Durchschnittspunkt der beiden gegebenen Zonenkreise, läßt sich also leicht zeichnen, wenn man das Pausblatt so dreht, daß die beiden genannten Punkte auf denselben Meridian fallen.

Analog kann man auch Kreise mit beliebigem Abstand von einem der gegebenen Zonenkreise einzeichnen.

Aufgabe 9. — Gegeben drei eine Ecke bildende Flächen; gesucht die Winkel der Kanten zwischen den Flächen.

Man bedenke, daß die Seiten des betreffenden sphärischen Dreiecks die zu den Kanten der Ecken senkrechten Zonenkreise darstellen. Man messe ihre Winkel zueinander. Das sind die Supplemente der Kantenwinkel. Oder man konstruiere die Pole der die Dreieckseiten darstellenden Zonenkreise und messe die Winkel zwischen diesen Polen. Das sind die Winkel der Kanten.

8. Kristallsysteme, Achsenkreuze und Achsenwinkel.

Alle Kristalle, zu deren Beschreibung übereinstimmende Achsensysteme gewählt werden können, ordnet man in ein Kristallsystem ein. Es gibt deren sieben (Fig. 39—45).

A. Achsenkreuz aus drei ungleichen Achsen bestehend: Trimetrische Gruppe.

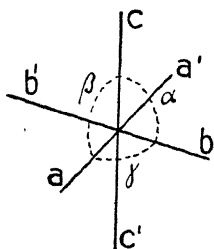



Fig. 39.
Triklin; $a : b : c$;
α, β, γ ungleich
und von 90° verschieden.

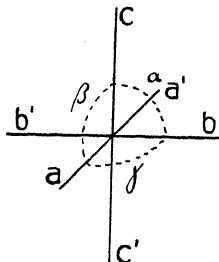



Fig. 40.
Monoklin; $a : b : c$;
$\alpha = \gamma = 90°$; $\beta > 90°$.

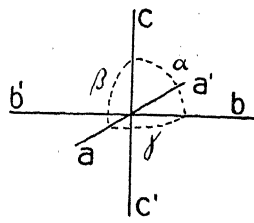



Fig. 41.
Rhombisch; $a : b : c$;
$\alpha = \beta = \gamma = 90°$.

I. Triklines System: Achsenverhältnis $a : b : c$ von 1 verschieden; Winkel α, β, γ ungleich, keiner 90°.

II. Monoklines System: Achsenverhältnis $a : b : c$ von 1 verschieden; $\alpha = \gamma = 90°$; $\beta > 90°$.

III. Rhombisches System: Achsenverhältnis $a : b : c$ von 1 verschieden; $\alpha = \beta = \gamma = 90°$.

B. Achsenkreuz wirtelig, aus zweierlei Achsen bestehend: Wirtelige oder dimetrische Gruppe.

IV. Trigonales System: Achsenverhältnis $a : a : a : c$; $\alpha = \beta = 90°$; $\gamma = 120°$.

V. Tetragonales System: Achsenverhältnis $a : a : c$; $\alpha = \beta = \gamma = 90°$.

VI. Hexagonales System: Achsenverhältnis $a : a : a : c$; $\alpha = \beta = 90°$; $\gamma = 60°$.

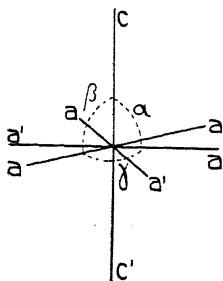



Fig. 42.
Trigonal; $a : a : a : c$;
$\alpha = \beta = 90°$; $\gamma = 120°$.

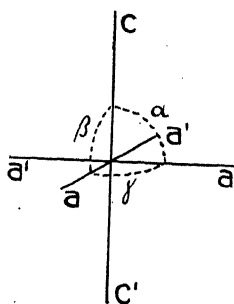



Fig. 43.
Tetragonal; $a : a : c$;
$\alpha = \beta = \gamma = 90°$.

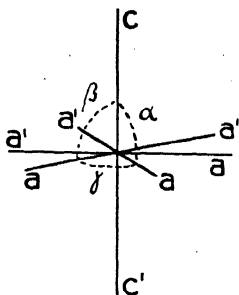



Fig. 44.
Hexagonal; $a : a : a : c$;
$\alpha = \beta = 90^\circ$; $\gamma = 60^\circ$.

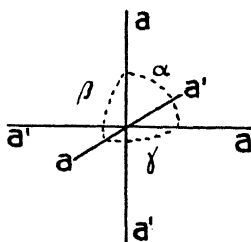



Fig. 45.
Regulär; $a : a : a$;
$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$.

C. Achsenkreuz aus drei aufeinander senkrechten gleichberechtigten Achsen bestehend:

VII. Reguläres (kubisches) System: Achsenverhältnis $a : a : a$; $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$.

9. Plan der Symmetriegruppen.

Man findet bei den Kristallen fünf grundlegende Arten der Flächenanlage. Ihnen entsprechen fünf kristallographische Gebilde, die man Urformen nennt (Fig. 46—50):

1. Stufe: Fläche für sich selbständig (Prinzip der Identität). Pediale Form. Symbol *p*.
2. Stufe: Zwei parallele Flächen für sich (Prinzip der Inversion). Pinakoidale Form (zentrosymmetrisch). Symbol *i*.

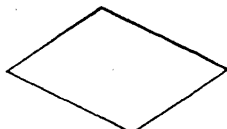



Fig. 46. Pedion *p*.

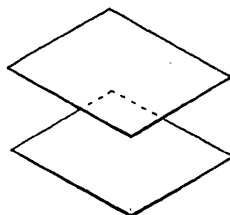



Fig. 47. Pinakoid *i*.

3. Stufe: Zwei Flächen mit Digyre zwischen sich (Prinzip der Umklappung). Sphenoidische Form (achsensymmetrisch). Symbol *s*.

4. Stufe: Zwei Flächen mit Symmetrieebene zwischen sich (Prinzip der Spiegelung). Domatische Form (spiegelungssymmetrisch). Symbol *d*.

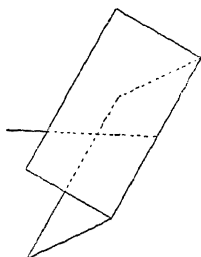
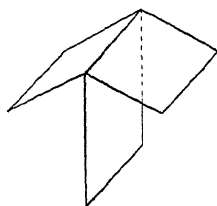
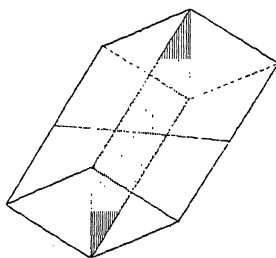



Fig. 48. Sphenoid *s*. Fig. 49. Doma *d*. Fig. 50. Prisma *sd*.

5. Stufe: Zwei spiegelungssymmetrische Flächen mit parallelen Gegenflächen (Vereinigung der Symmetrie nach Stufe 4 und 2, oder 3 und 2, oder 4 und 3). Prismatische Form. Symbol *sd*.

Das trikline System umfaßt als Gruppen die Stufen 1 und 2, das monokline System die Stufen 3, 4, 5. Die übrigen Kristallsysteme können als rhythmische Wiederholungen der fünf Urformen angesehen werden. So ist das rhombische System eine digyrale Wiederholung der Urformen 3., 4. und 5. Stufe. Die Anwendung des digyrischen Rhythmus auf Stufe 1 und 2 liefert die schon im monoklinen System untergebrachten Urformen 3 und 5. Im trigonalen System wiederholen sich trigyrisch die fünf Stufen am Kristall. Im tetragonalen System wiederholen sich die fünf Stufen tetragyrisch am Kristall. Dazu kommen zwei Inversionsstufen mit tetragyroidem Bau. Im hexagonalen System bestehen hexagyrische Wiederholungen der fünf Stufen, ferner zwei Inversionsstufen mit hexagyroidischem Bau. Im regulären System finden wir eine abwechselnd oktantenweise um vier Trigyren stattfindende Wiederholung der fünf Stufen. Die somit mögliche Gesamtzahl der Symmetriegruppen ist also:

$$(2+3)+3+5+7+7+5=32.$$

In der nachstehenden Tab. 1 sind die Symbole der 32 Symmetriegruppen nach ihrer Herleitung aus den Urformen und deren rhythmischen Wiederholung übersichtlich zusammengestellt. Die Vertikalen sind Reihen gleicher Urformen, die Horizontalen geben die Urformen und Rhythmen. Jede Symmetriegruppe stellt sich als Produkt eines Operators und eines Operanden dar. $2p$ und $2i$ fallen wegen ihrer Identität mit s und sd aus. t bedeutet den abwechselnd oktantenweise (also tetraedrischen)

Rhythmus des regulären Systems. Die inversionsgyroidischen Fälle im tetragonalen und hexagonalen System sind durch einen Symmetriepunkt hinter der Rhythmenzahl gekennzeichnet. Man liest die Symbole zur Unterscheidung z. B.: „sechs *p*“ bzw. „sechs Punkt *p*“ oder hexagyrisch-pedial bzw. hexagyroidisch-pedial; analog 2 *d*: digyrisch-domatisch, *tsd*: regulär-prismatisch usw.

Tabelle 1.

Symbole der 32 Symmetriegruppen nach ihrer Herleitung aus den Urformen und deren rhythmischen Wiederholung.

Baustufen	1. Pediale Stufe	2. Pinakoidale Stufe	3. Sphenoidische Stufe	4. Domatische Stufe	5. Prismatische Stufe
Triklines und monoklines System	*p*	*i*	*s*	*d*	*sd*
Rhombisches System	—	—	2 *s*	2 *d*	2 *sd*
Trigonales System	3 *p*	3 *i*	3 *s*	3 *d*	3 *sd*
Tetragonales System	4 *p*; 4 · *p*	4 *i*	4 *s*	4 *d*; 4 · *d*	4 *sd*
Hexagonales System	6 *p*; 6 · *p*	6 *i*	6 *s*	6 *d*; 6 · *d*	6 *sd*
Reguläres System	*t p*	*t i*	*t s*	*t d*	*t sd*

Holoedrien und Meroedrien. — Die höchst symmetrische Gruppe eines jeden Kristallsystems nennt man ihre holoedrische (vollflächige) Klasse. Sie stellt sich in Stufe 2 des triklinen Systems und in den Stufen 5 der übrigen Systeme dar. Von den Kristallgestalten eines Systems hat die holoedrische die höchste Flächenzahl.

Durch Fortfall der halben Flächenzahl des allgemeinen Körpers nach bestimmten Regeln und damit entsprechender Verringerung der Symmetrieelemente gelangt man unter den Meroedrien (Teilgestalten) zu hemiedrischen (halbflächigen) und fortschreitend eventuell zu tetartoedrischen (viertelflächigen) Klassen. Ersichtlich ist z. B. Stufe 1 des triklinen Systems die Hemiedrie von Stufe 2; die Stufen 4 und 3 des monoklinen Systems sind die Hemiedrien seiner Stufe 5. Die Stufen 1 des trigonalen, tetragonalen, hexagonalen und regulären Systems stellen die Tetartoedrien der betreffenden Stufen 5 vor.

Zu jeder hemiedrischen Form gehört eine korrelate Form, die mit jener vereinigt, die zugehörige holoedrische Form bildet, zum Beispiel in Fig. 51 die beiden schwarz, bzw. weiß bezeichneten Tetraeder als Teilgestalten des Oktaeders. Man muß aber unterscheiden zwischen dieser geometrischen Zergliederung und dem physikalischen Verhalten. Eine solche Zergliederung ist physikalisch nur dann berechtigt, muß aber andererseits in solchen Fällen auch durchgeführt werden, wenn die Teilgestalten unabhängig voneinander auftreten und sich durch ihre physikalischen Eigenschaften, insonderheit durch ihre Ätzfiguren (S. 77) voneinander unterscheiden. Die korrelaten Formen sind dann selbständige Gestalten, die gegebenenfalls an demselben Kristall auch gleichzeitig auftreten können und so bei oberflächlicher Betrachtung eine höhere Symmetrie vortäuschen.

Nicht immer macht sich die durch Meroedrie gegenüber der Holoedrie verringerte Symmetrie an den Kristallgestalten durch Flächenreduktion merklich. Während z. B. eine oktantenweise Ausgliederung am Oktaeder

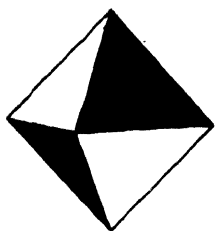



Fig. 51.
Oktaeder als holoedrische Gestalt zerfällt hemiedrisch in zwei Tetraeder.

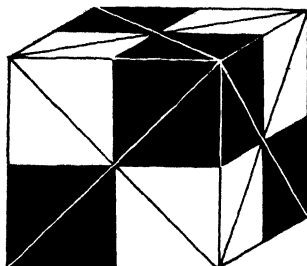



Fig. 52.
Würfel als holoedrische Gestalt bleibt bei oktantenweiser Hemiedrie gestaltlich erhalten.

(Fig. 51) Tetraeder liefert, macht sich die entsprechende Maßnahme am Würfel nicht bemerkbar; bei ihm überdeckt das Bleibende das Wegfallende (Fig. 52).

10. Nähere Eigenschaften der 32 Symmetriegruppen und Übersicht der Kristallformen.

Tab. 2 gibt die 32 Symmetriegruppen mit ihren Benennungen sowohl nach der erzeugenden Symmetrie wie nach der jeweiligen allgemeinen Kristallform, ferner die jeweils resultierenden Symmetrieelemente der Gruppen, die auftretenden Formen und Beispiele. Erfahrungsgemäß

sind die höchstsymmetrischen Kristallklassen der sieben Systeme am häufigsten und daher für die kristallographische Praxis die wichtigsten. Entsprechend sind die ihnen zugehörigen Symmetriegruppen in der Tabelle jeweils vorangestellt. In den Fig. 53—137 sind die einzelnen Formen sowie Beispiele von Kombinationen dargestellt.

Die Flächenzahl der jeweilig allgemeinen Form einer beliebigen Gruppe ergibt sich aus der Art und der Anzahl der in dieser Gruppe vorhandenen Symmetrieelemente. Besitzt die Gruppe außer Gyren keine anderen Symmetrieelemente, und ist die Anzahl der Hexagyren ν_6, der Tetragyren ν_4, der Trigyren ν_3, der Digyren ν_2, so ist die Flächenzahl der allgemeinsten Form der Gruppe

$$N = 5\nu_6 + 3\nu_4 + 2\nu_3 + \nu_2 + 1.$$

Treten in der Gruppe außer Gyren noch andere Symmetrieelemente auf (Symmetriezentrum, Symmetrieebenen), so ist die Flächenzahl der allgemeinsten Form doppelt so groß als aus den Gyren nach obiger Formel berechnet. In allen Fällen geht keine Fläche der allgemeinsten Form parallel oder senkrecht zu einer Gyre oder zu einer Symmetrieebene.

Beispiele; vgl. hierzu Tab. 2.

Gruppe 1: $\nu_6 = \nu_4 = \nu_3 = \nu_2 = 0$, also $N = 1$; wegen des Symmetriezentrums: Flächenzahl $2 \times 1 = 2$ (Pinakoid, Fig. 47).

Gruppe 6: $\nu_6 = \nu_4 = \nu_3 = 0$, $\nu_2 = 3$, also $N = 4$; zufolge des Symmetriezentrums und der Symmetrieebenen: Flächenzahl $2 \times 4 = 8$ (rhombische Dipyramide, Fig. 70); daher auch die Bezeichnung der Gruppe.

Gruppe 11: $\nu_6 = \nu_4 = 0$, $\nu_3 = 1$, $\nu_2 = 3$, also $N = 6$; da weitere Symmetrieelemente fehlen, ist das auch die Flächenzahl der allgemeinsten Form in dieser Gruppe (trigonales Trapezoeder, Fig. 88 und 89, x).

Gruppe 21: $\nu_6 = 1$, $\nu_4 = \nu_3 = 0$, $\nu_2 = 6$, also $N = 12$; zufolge der weiteren Symmetrieelemente: Flächenzahl $2 \times 12 = 24$ (dihexagonale Dipyramide, Fig. 110).

Gruppe 26: $\nu_6 = 1$, $\nu_4 = \nu_3 = \nu_2 = 0$, also $N = 6$ und zugleich Flächenzahl, da weitere Symmetrieelemente fehlen (hexagonale Pyramide, Fig. 113 o).

Gruppe 28: $\nu_6 = 0$, $\nu_4 = 3$, $\nu_3 = 4$, $\nu_2 = 6$, also $N = 24$; zufolge der vorhandenen weiteren Symmetrieelemente: Flächenzahl $2 \times 24 = 48$ (Hexaoktaeder, Fig. 122).

Gruppe 32: $\nu_6 = \nu_4 = 0$, $\nu_3 = 4$, $\nu_2 = 3$, also $N = 12$ und zugleich Flächenzahl, da weitere Symmetrieelemente fehlen (Pentagontritetraeder, Fig. 131).

Tabelle 2.

A. Trimetrische Gruppe.

Kristall-system	Nr. der Gruppe	Benennung der Gruppe	Erzeugende Symmetrie. Symbol	Volle Symmetrie	Formen mit Flächen parallel zu			Beispiele
					zwei Achsen	einer Achse	keiner Achse	
I. triklin	1.	pinakoidal	i	i: Symmetriezentrum	3 Pinakoide	Pinakoide	Pinakoide	Kupfersulfat, Plagioklase, Axinit, Disthen, Traubensäure
	2.	pedial	p	p: asymmetrisch, jede Richtung heteropolar	6 Pedien	Pedien	Pedien	Saures rechtsweinsaures Strontium
II. monoklin	3.	prismatisch	sd	sd: 1 Digyre, dazu senkrecht 1 Symmetrieebene	3 Pinakoide	Pinakoide, Prismen	Prismen	β- u. γ-Schwefel, Natriumkarbonat, Gips, Epidot, Augit, Hornblende, Glimmer, Orthoklas, Realgar
	4.	domatisch	d	d: 1 Symmetrieebene	4 Pedien, 1 Pinakoid	Domen, Pedien	Domen	Skolezit, Kupfersulfattrihydrat
	5.	sphenoidisch	s	s: 1 Digyre in Richtung der heteropolaren Achse b	2 Pinakoide, 2 Pedien	Pinakoide, Sphenoide	Sphenoide	Weinsäure, Rohrzucker, Milchzucker

Kristall-system	Nr. der Gruppe	Benennung der Gruppe	Erzeugende Symmetrie. Symbol	Volle Symmetrie	Formen mit Flächen zur Achse c: senkrecht	parallel	schräg	Beispiele
III. rhombisch	6.	digyrisch-prismatisch; (dipyramidal)	2 *sd*	Symmetriezentrum, 3 aufeinander senkrechte Digyren, 3 Symmetrieebenen (Verbindungsebenen der Digyren)	3 Pinakoide	Prismen	Dipyramiden	Schwefel, Carnallit, Aragonit, Anhydrit, Schwerspat, Topas, Staurolith
	7.	digyrisch-domatisch; (pyramidal)	2 *d*	1 heteropolare Digyre, 2 durch sie hindurchgehende, aufeinander senkrechte Symmetrieebenen	2 Pinakoide, 2 Pedien	Domen, Prismen	Pyramiden	Pikrinsäure, Resorcin, Kieselzinkerz
	8.	digyrisch-sphenoidisch; (disphenoidisch)	2 *s*	3 aufeinander senkrechte Digyren	3 Pinakoide	Prismen	Disphenoide	Magnesiumsulfat, saures rechtsweinsaures Kalium

B. Wirtelige (dimetrische) Gruppe.

Kristall-system	Nr. der Gruppe	Benennung der Gruppe	Erzeugende Symmetrie. Symbol	Volle Symmetrie	Formen mit Flächen zur Achse c			Beispiele
					senkrecht	parallel	schräg	
IV. trigonal	9.	trigyrisch-prismatisch; (ditrigonal-skalenoedrisch)	3 *sd*	Symmetriezentrum, 1 Trigyre (Vertikalachse), 3 dazu senkrechte Digyren, 3 Symmetrieebenen, senkrecht auf den Digyren	1 Pinakoid	2 hexagonale Prismen, dihexagonale Prismen	Rhomboeder, hexagonale Dipyramiden, Skalenoeder	Kalkspat, Natriumnitrat, Arsen, Antimon, Wismut, Tellur Eis, Eisenglanz, Korund

Kristall-system	Nr. der Gruppe	Benennung der Gruppe	Erzeugende Symmetrie. Symbol	Volle Symmetrie	Formen mit Flächen zur Achse c			Beispiele
					senkrecht	parallel	schräg	
IV. trigonal	10.	trigyrisch-domatisch; (ditrigonal-pyramidal)	$3\,d$	1 heteropolare Trigyre (Vertikalachse), 3 durch sie hindurchgehende Symmetrieebenen	2 Pedien	trigonale Prismen, 1 hexagonales Prisma, ditrigonale Prismen	trigonale Pyramiden, hexagonale Pyramiden, ditrigonale Pyramiden	Turmalin, Pyrargyrit, Kaliumbromat
	11.	trigyrisch-sphenoidisch; (trigonal-trapezoedrisch)	$3\,s$	1 Trigyre, 3 dazu senkrechte Digyren	1 Pinakoid	1 hexagonales Prisma, trigonale Prismen, ditrigonale Prismen	Rhomboeder, trigonale Dipyramiden, trigonale Trapezoeder	Quarz, Zinnober
	12.	trigyrisch-pinakoidal; (rhomboedrisch)	$3\,i$	Symmetriezentrum, 1 Trigyre	1 Pinakoid	hexagonale Prismen	Rhomboeder	Dolomit, Dioptas, Phenakit
	13.	trigyrisch-pedial; (trigonal-pyramidal)	$3\,p$	1 heteropolare Trigyre	2 Pedien	trigonale Prismen	trigonale Pyramiden	Natriumperjodat

V. tetragonal

14.	tetragyrisch-prismatisch; (ditetragonal-dipyramidal)	4 *sd*	Symmetriezentrum, 1 Tetragyre (Vertikalachse), 4 Digyren, auf der Vertikalachse senkrecht stehend, 5 auf diesen Achsen senkrechte Symmetrieebenen	1 Pinakoid	2 tetragonale Prismen, ditetragonale Prismen	tetragonale Dipyramiden	Zirkon, Zinnerz, Rutil, Anatas, Vesuvian, Apophyllit
15.	tetragyrisch-domatisch; (ditetragonal-pyramidal)	4 *d*	1 heteropolare Tetragyre, 4 durch sie hindurchgehende Symmetrieebenen	2 Pedien	2 tetragonale Prismen, ditetragonale Prismen	tetragonale Pyramiden, ditetragonale Pyramiden	Pentaerythrit
16.	tetragyroidisch-domatisch; (tetragonal-skalenoedrisch)	4 · *d*	3 aufeinander senkrechte Digyren, 2 durch die Vertikalachse gehende Symmetrieebenen	1 Pinakoid	2 tetragonale Prismen, ditetragonale Prismen	tetragonale Disphenoide, tetragonale Dipyramiden, tetragonale Skalenoeder	Kupferkies, Harnstoff
17.	tetragyrisch-sphenoidisch; (tetragonal-trapezoedrisch)	4 *s*	1 Tetragyre, darauf senkrecht 4 Digyren	1 Pinakoid	2 tetragonale Prismen, 1 ditetragonales Prisma	tetragonale Dipyramiden, tetragonale Trapezoeder	Nickelsulfat, Strichninsulfat

Kristall-system	Nr. der Gruppe	Benennung der Gruppe	Erzeugende Symmetrie. Symbol	Volle Symmetrie	Formen mit Flächen zur Achse c			Beispiele
					senkrecht	parallel	schräg	
V. tetragonal	18.	tetragyrisch-pinakoidal; (tetragonal-dipyramidal)	4 *i*	Symmetriezentrum, 1 Tetragyre, 1 dazu senkrechte Symmetrieebene	1 Pinakoid	tetragonale Prismen	tetragonale Dipyramiden	Scheelit, Wulfenit
	19.	tetragyrisch-pedial; (tetragonal-pyramidal)	4 *p*	1 heteropolare Tetragyre	2 Pedien	tetragonale Prismen	tetragonale Pyramiden	Rechtsweinsaures Antimonyl-Barium
	20.	tetragyroidisch-pedial; (tetragonal-disphenoidisch)	4 · *p*	1 Digyre	1 Pinakoid	tetragonale Prismen	Disphenoide	—
VI. hexagonal	21.	hexagyrisch-prismatisch; (dihexagonal-dipyramidal)	6 *sd*	Symmetriezentrum, 1 Hexagyre (Vertikalachse), 6 zu ihr senkrechte Digyren, 7 Symmetrieebenen, senkrecht zu den Symmetrieachsen	1 Pinakoid	2 hexagonale Prismen, dihexagonale Prismen	hexagonale Dipyramiden, dihexagonale Dipyramiden	Beryll

VI. hexagonal

22.	hexagyrisch-domatisch; (dihexagonal-pyramidal)	6 *d*	1 heteropolare Hexagyre, 6 durch sie hindurchgehende Symmetrieebenen	2 Pedien	2 hexagonale Prismen, dihexagonale Prismen	hexagonale Pyramiden, dihexagonale Pyramiden	Zinkoxyd, Zinksulfid, Jodsilber
23.	hexagyroidisch-domatisch; (ditrigonal-dipyramidal)	6 · *d*	1 Trigyre, 3 darauf senkrechte Digyren, 4 Symmetrieebenen, die Gyren verbindend	1 Pinakoid	1 hexagonales Prisma, trigonale Prismen, ditrigonale Prismen	hexagonale Dipyramiden, trigonale Dipyramiden, ditrigonale Dipyramiden	Benitoit
24.	hexagyrisch-sphenoidisch; (hexagonal-trapezoedrisch)	6 *s*	1 Hexagyre, 6 zu ihr senkrechte Digyren	1 Pinakoid	2 hexagonale Prismen, dihexagonale Prismen	hexagonale Dipyramiden, hexagonale Trapezoeder	— (selten)
25.	hexagyrisch-pinakoidal; (hexagonal-dipyramidal)	6 *i*	Symmetriezentrum, 1 Hexagyre, 1 dazu senkrechte Symmetrieebene	1 Pinakoid	hexagonale Prismen	hexagonale Dipyramiden	Apatit

Kristall-system	Nr. der Gruppe	Benennung der Gruppe	Erzeugende Symmetrie. Symbol	Volle Symmetrie	Formen mit Flächen zur Achse c			Beispiele
					senkrecht	parallel	schräg	
VI. hexagonal	26.	hexagyrisch-pedial; (hexagonal-pyramidal)	$6p$	1 heteropolare Hexagyre	2 Pedien	hexagonale Prismen	hexagonale Pyramiden	Nephelin
	27.	hexagyroidisch-pedial; (trigonal-dipyramidal)	$6 \cdot p$	1 Trigyre, 1 zu ihr senkrechte Symmetrieebene	1 Pinakoid	trigonale Prismen	trigonale Dipyramiden	—

C. Isometrische Gruppe.

Kristall-system	Nr. der Gruppe	Benennung der Gruppe	Erzeugende Symmetrie. Symbol	Volle Symmetrie	Formen mit Flächen parallel zu			Beispiele
					zwei Achsen	einer Achse	keiner Achse	
VII. regulär	28.	regulär-prismatisch; (hexaoktaedrisch)	tsd	Symmetriezentrum, 3 Tetragyren, 4 Trigyren, 6 Digyren, 9 Symmetrieebenen	1 Hexaeder	1 Rhombendodekaeder, Tetrahexaeder	1 Oktaeder, Triaktaeder, Ikositetraeder, Hexaoktaeder	Kupfer, Silber, Gold, Bleiglanz Steinsalz, Flußspat, Magnetit, Granat

VII. regulär	29.	regulär-domatisch; (hexatetraedrisch)	*td*	4 Trigyren, 3 Digyren, 6 Symmetrieebenen	1 Hexaeder	1 Rhombendodekaeder, Tetrahexaeder	2 Tetraeder Deltoiddodekaeder Trigondodekaeder Hexatetraeder	Diamant, Zinkblende, Fahlerz, Borazit
	30.	regulär-sphenoidisch; (pentagonikositetraedrisch)	*ts*	3 Tetragyren, 4 Trigyren, 6 Digyren	1 Hexaeder	1 Rhombendodekaeder, Tetrahexaeder	1 Oktaeder, Trioktaeder Ikositetraeder, Pentagonikositetraeder	Salmiak, Sylvin
	31.	regulär-pinakoidal; (didodekaedrisch)	*ti*	Symmetriezentrum, 4 Trigyren, 3 Digyren, 3 aufeinander senkrechte Symmetrieebenen	1 Hexaeder	1 Rhombendodekaeder, Pentagondodekaeder	1 Oktaeder Trioktaeder, Ikositetraeder, Didodekaeder	Eisenkies, Kalialaun, Kobaltglanz
	32.	regulär-pedial; (pentagontritetraedrisch)	*tp*	4 heteropolare Trigyren, 3 Digyren	1 Hexaeder	1 Rhombendodekaeder, Pentagondodekaeder	2 Tetraeder, Trigondodekaeder, Deltoiddodekaeder, Pentagontritetraeder	Natriumchlorat, Baryumnitrat

Fig. 53. Gruppe 1.
Kombination der 3 Pinakoide
$\{100\}$, $\{010\}$, $\{001\}$.

Abbildungen der Formen und ihrer Kombinationen.

I. Triklines System.

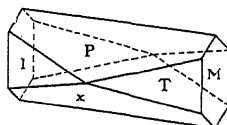



Fig. 54. Gruppe 1.
Periklin. 5 Pinakoide: $P\,\{001\}$,
$M\,\{010\}$, $T\,\{110\}$, $l\,\{1\bar{1}0\}$, $x\,\{10\bar{1}\}$.

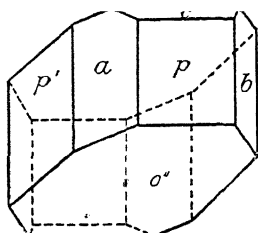



Fig. 55. Gruppe 1.
Kupfervitriol.
6 Pinakoide: $a\,\{100\}$, $b\,\{010\}$,
$c\,\{001\}$, $p\,\{110\}$, $p'\,\{1\bar{1}0\}$, $o'\,\{11\bar{1}\}$.

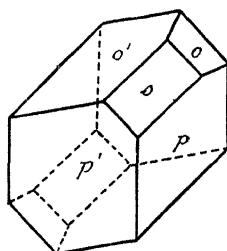



Fig. 56. Gruppe 1.
Axinit. 5 Pinakoide: $o\,\{111\}$, $o'\,\{1\bar{1}1\}$.
$p\,\{110\}$, $p'\,\{1\bar{1}0\}$, $s\,\{201\}$.

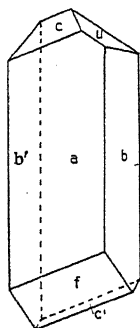



Fig. 57. Gruppe 2.
Saures rechtsweinsaures Strontium.
8 Pedien:
$a\,\{100\}$, $a'\,\{\bar{1}00\}$,
$b\,\{010\}$, $b'\,\{0\bar{1}0\}$,
$c\,\{001\}$, $c'\,\{00\bar{1}\}$,
$f\,\{10\bar{1}\}$, $u\,\{\bar{1}22\}$.

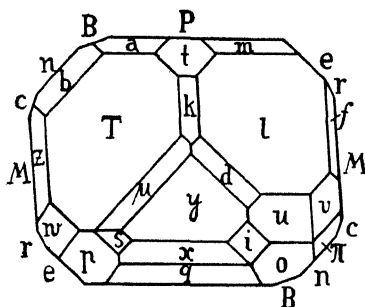



Fig. 58. Gruppe 2.
Anorthit,
Kopfbild senkrecht zur Achse a.
28 Pedien.

II. Monoklines System.

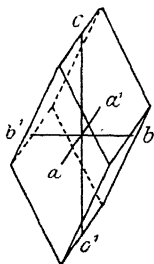



Fig. 59. Gruppe 3.
Prisma $\{0kl\}$.

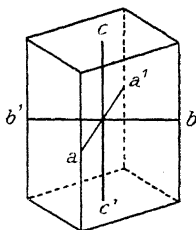



Fig. 60. Gruppe 3.
Prisma $\{hk0\}$.

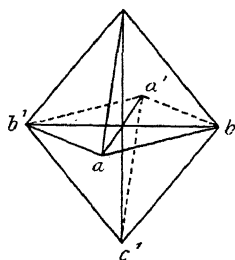



Fig. 61. Gruppe 3.
Prisma $\{hkl\}$.

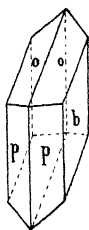



Fig. 62. Gruppe 3.
Gips.
Prismen: $p\,\{110\}$, $o\,\{111\}$.
Pinakoid $b\,\{010\}$.

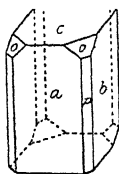



Fig. 63. Gruppe 3.
Augit.
Pinakoide: $a\,\{100\}$, $b\,\{010\}$, $c\,\{001\}$.
Prismen: $o\,\{111\}$,$p\,\{110\}$.

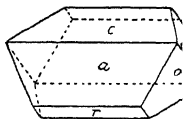



Fig. 64. Gruppe 3.
Epidot.
Pinakoide: $a\,\{100\}$,
$c\,\{001\}$, $r\,\{\bar{1}01\}$.
Prisma $o\,\{\bar{1}11\}$.

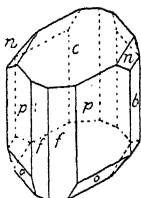



Fig. 65. Gruppe 3.
Realgar.
Pinakoide: $b\,\{010\}$, $c\,\{001\}$.
Prismen: $o\,\{11\bar{1}\}$, $p\,\{110\}$,
$f\,\{210\}$, $n\,\{011\}$.

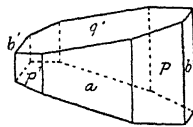



Fig. 66. Gruppe 5.
Milchzucker.
Pinakoid $a\,\{100\}$.
Pedien: $b\,\{010\}$, $b'\,\{0\bar{1}0\}$.
Sphenoide: $p\,\{110\}$,
$p'\,\{1\bar{1}0\}$, $q'\,\{0\bar{1}1\}$.

III. Rhombisches System.

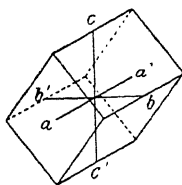



Fig. 67. Gruppe 6 und 8. Prisma {0 *k l*}.

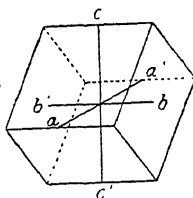



Fig. 68. Gruppe 6 und 8. Prisma {*h* 0 *l*}.

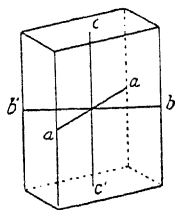



Fig. 69. Gruppe 6, 7, 8. Prisma {*h k* 0}.

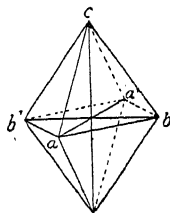



Fig. 70. Gruppe 6. Dipyramide {*h k l*}.

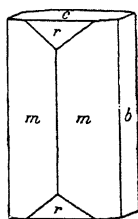



Fig. 71. Gruppe 6. Staurolith. Pinakoide: *b* {010}, *c* {001}. Prismen: *m*{110}, *r*{101}.

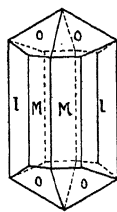



Fig. 72. Gruppe 6. Topas. Prismen: *M*{110}, *l*{120}. Dipyramide *o* {111}.

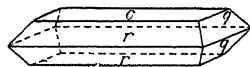



Fig. 73. Gruppe 6. Schwerspat. Pinakoid *c* {001}. Prismen: *q* {011}, *r* {102}.

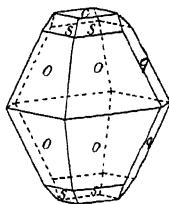



Fig. 74. Gruppe 6. Schwefel. Pinakoid *c* {001}. Prisma *q* {011}. Dipyramiden: *o* {111}, *s* {113}.

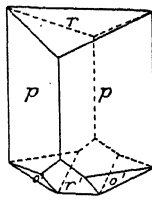



Fig. 75. Gruppe 7. Resorzin. Prisma *p* {110}. Domen: *r* {101}, *r'* $\{10\bar{1}\}$. Pyramide *o'* $\{11\bar{1}\}$.

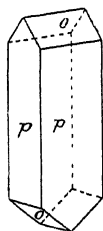



Fig. 76. Gruppe 8. Bittersalz. Prisma *p* {110}. Disphenoid *o* {111}.

IV. Trigonales System.

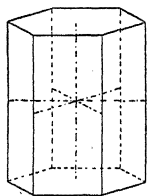



Fig. 77. Gruppe 9, 11, 12. Hexagonales Prisma $\{10\bar{1}0\}$. Pinakoid $\{0001\}$.

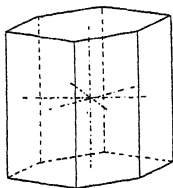



Fig. 78. Gruppe 9 und 12. Hexagonales Prisma $\{11\bar{2}0\}$. Pinakoid $\{0001\}$.

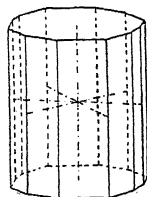



Fig. 79. Gruppe 9. Dihexagonales Prisma $\{h\,i\,\bar{k}\,0\}$. Pinakoid $\{0001\}$.

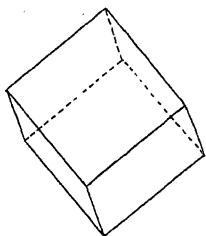



Fig. 80. Gruppe 9, 11, 12. Rhomboeder $\{h\,0\,\bar{h}\,l\}$.

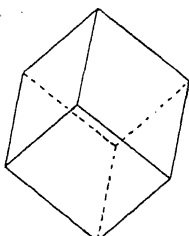



Fig. 81. Gruppe 9, 11, 12. Rhomboeder $\{0\,h\,\bar{h}\,l\}$.

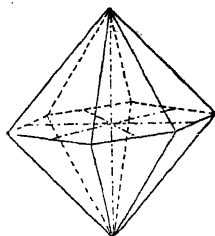



Fig. 82. Gruppe 9. Hexagonale Dipyramide $\{h\,h\,\overline{2h}\,l\}$.

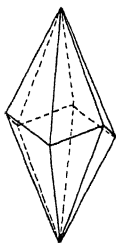



Fig. 83. Gruppe 9. Skalenoeder $\{h\,i\,\bar{k}\,l\}$.

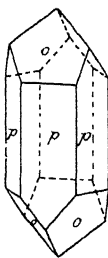



Fig. 84. Gruppe 9. Tellur. Hexagonales Prisma p $\{10\bar{1}0\}$. Rhomboeder o $\{10\bar{1}1\}$.

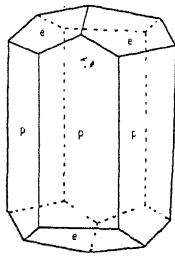



Fig. 85. Gruppe 9. Kalkspat. Hexagonales Prisma p $\{10\bar{1}0\}$. Rhomboeder e $\{01\bar{1}2\}$.

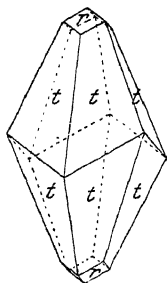



Fig. 86. Gruppe 9.
Kalkspat.
Skalenoeder t $\{21\bar{3}1\}$.
Rhomboeder r $\{10\bar{1}1\}$.

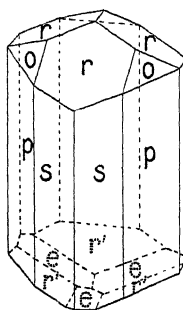



Fig. 87. Gruppe 10.
Turmalin.
Trigonales Prisma p $\{01\bar{1}0\}$.
Hexagonales Prisma s $\{11\bar{2}0\}$.
Trigonale Pyramiden: r $\{10\bar{1}1\}$,
r' $\{01\bar{1}\bar{1}\}$, o $\{02\bar{2}1\}$, e $\{10\bar{1}\bar{2}\}$.

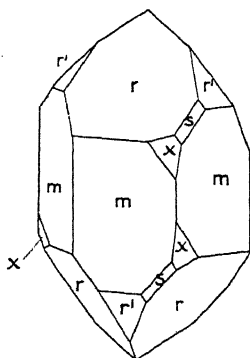



Fig. 88. Gruppe 11.
Rechtsquarz.
Hexagonales Prisma m $\{10\bar{1}0\}$.
Rhomboeder: r $\{10\bar{1}1\}$, r' $\{01\bar{1}1\}$.
Trigonale Dipyramide s $\{11\bar{2}1\}$.
Trigonales Trapezoeder x $\{51\bar{6}1\}$.

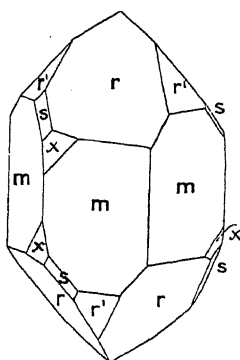



Fig. 89. Gruppe 11.
Linksquarz.
Hexagonales Prisma m $\{10\bar{1}0\}$.
Rhomboeder: r $\{10\bar{1}1\}$, r' $\{01\bar{1}1\}$.
Trigonale Dipyramide s $\{2\bar{1}\bar{1}1\}$.
Trigonales Trapezoeder x $\{6\bar{1}\bar{5}1\}$.

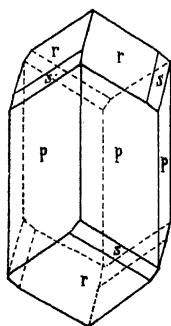



Fig. 90. Gruppe 12.
Dioptas.
Hexagonales Prisma *p* $\{11\bar{2}0\}$.
Rhomboeder: *r* $\{02\bar{2}1\}$,
s $\{14.\bar{13}.\bar{1}.6\}$.

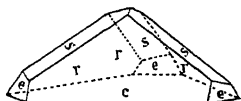



Fig. 91. Gruppe 13.
Natriumperjodat.
Pedion *c* $\{000\bar{1}\}$.
Trigonale Pyramiden:
r $\{10\bar{1}1\}$, *e* $\{02\bar{2}1\}$, *s* $\{11\bar{2}3\}$.

V. Tetragonales System.

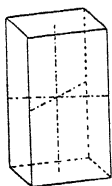



Fig. 92. Gruppe 14, 16, 17, 18, 20.
Tetragonales Prisma {110}.
Pinakoid {001}.

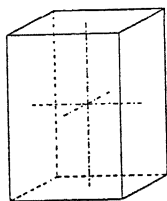



Fig. 93. Gruppe 14, 16, 17, 18, 20.
Tetragonales Prisma {100}.
Pinakoid {001}.

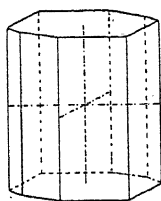



Fig. 94. Gruppe 14, 16, 17.
Ditetragonales Prisma
$\{h\,k\,0\}$.
Pinakoid {001}.

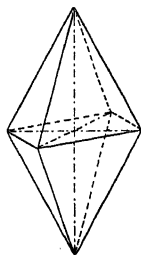



Fig. 95. Gruppe 14, 17, 18.
Tetragonale Dipyramide
$\{h\,h\,l\}$.

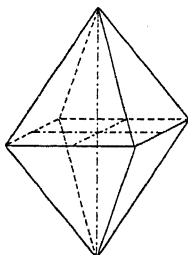



Fig. 96. Gruppe 14, 16, 17, 18.
Tetragonale Dipyramide
$\{h\,0\,l\}$.

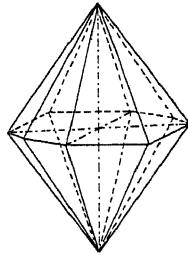



Fig. 97. Gruppe 14.
Ditetragonale Dipyramide
$\{h\,k\,l\}$.

VI. Hexagonales System.

Fig. 105. Gruppe 21, 23, 24, 25. Hexagonales Prisma $\{10\bar{1}0\}$. Pinakoid $\{0001\}$.

Fig. 106. Gruppe 21, 24, 25. Hexagonales Prisma $\{11\bar{2}0\}$. Pinakoid $\{0001\}$.

Fig. 107. Gruppe 21, 24. Dihexagonales Prisma $\{h\,i\,\bar{k}\,0\}$. Pinakoid $\{0001\}$.

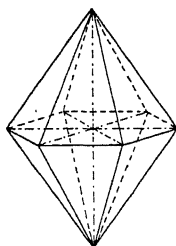



Fig. 108. Gruppe 21, 23, 24, 25. Hexagonale Dipyramide $\{h\,0\,\bar{h}\,l\}$.

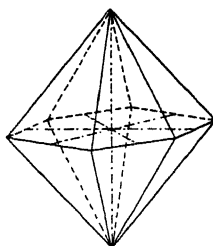



Fig. 109. Gruppe 21, 24, 25. Hexagonale Dipyramide $\{h\,h\,\overline{2h}\,l\}$.

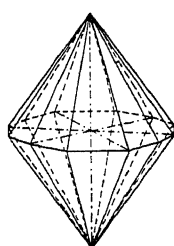



Fig. 110. Gruppe 21. Dihexagonale Dipyramide $\{h\,i\,\bar{k}\,l\}$.

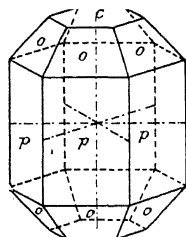



Fig. 111. Gruppe 21, 23, 24, 25. Hexagonales Prisma $p\ \{10\bar{1}0\}$. Hexagonale Dipyramide $o\ \{10\bar{1}1\}$. Pinakoid $c\ \{0001\}$.

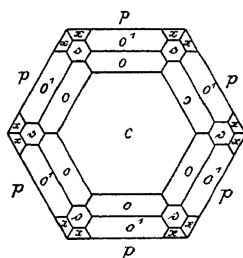



Fig. 112. Gruppe 21. **Beryll**, von oben gesehen. Hexagonales Prisma $p\ \{10\bar{1}0\}$. Pinakoid $c\ \{0001\}$. Hexagonale Dipyramiden: $o\ \{10\bar{1}1\}$, $o'\ \{20\bar{2}1\}$, $s\ \{11\bar{2}1\}$. Dihexagonale Dipyramide $x\ \{21\bar{3}1\}$.

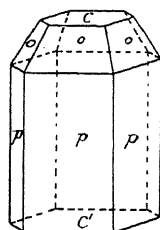



Fig. 113. Gruppe 22. **Zinkoxyd.** Hexagonales Prisma $a\ \{10\bar{1}0\}$. Pedien: $c\ \{0001\}$, $c'\ \{000\bar{1}\}$. Hexagonale Pyramide $o\ \{10\bar{1}1\}$.

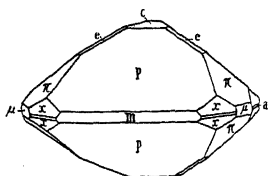



Fig. 114. Gruppe 23.
Benitoit.
Pinakoid $c\ \{0001\}$.
Hexagonale Dipyramiden: $p\ \{10\bar{1}1\}$, $e\ \{01\bar{1}2\}$, $\pi\ \{01\bar{1}1\}$.
Hexagonales Prisma $m\ \{10\bar{1}0\}$.
Trigonale Prismen: $a\ \{11\bar{2}0\}$, $\mu\ \{01\bar{1}0\}$.
Trigonale Dipyramide $x\ \{22\bar{4}1\}$.

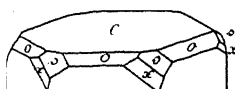



Fig. 115. Gruppe 25.
Apatit.
Hexagonales Prisma $p\ \{10\bar{1}0\}$.
Pinakoid $c\ \{0001\}$.
Hexagonale Dipyramiden: $o\ \{10\bar{1}1\}$, $s\ \{11\bar{2}1\}$, $x\ \{21\bar{3}1\}$.

VII. Reguläres System.

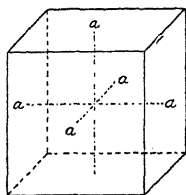



Fig. 116. Gruppe 28—32.
Hexaeder {100}.
(Würfel).

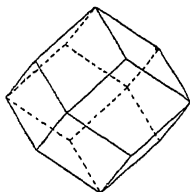



Fig. 117. Gruppe 28—32.
Rhombendodekaeder
{110}.

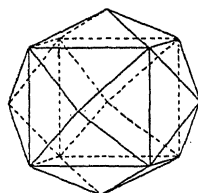



Fig. 118. Gruppe 28—30.
Tetrahexaeder $\{h\,k\,0\}$.
(Pyramidenwürfel).

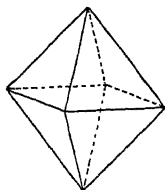



Fig. 119. Gruppe 28, 30, 31.
Oktaeder {111}.

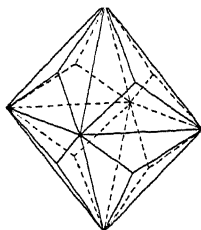



Fig. 120. Gruppe 28, 30, 31.
Trioktaeder $\{k\,k\,l\}$.
(Pyramidenoktaeder.)

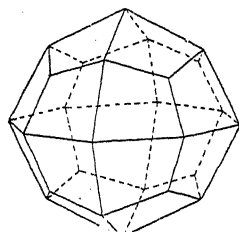



Fig. 121. Gruppe 28, 30, 31.
Ikositetraeder $\{h\,l\,l\}$.

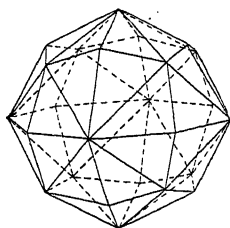



Fig. 122. Gruppe 28.
Hexaoktaeder $\{h\,k\,l\}$.

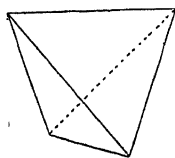



Fig. 123. Gruppe 29, 32.
Tetraeder $\{111\}$.

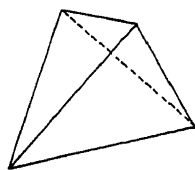



Fig. 124. Gruppe 29, 32.
Tetraeder $\{1\bar{1}1\}$.

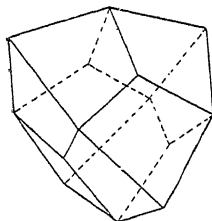



Fig. 125. Gruppe 29, 32.
Deltoiddodekaeder $\{k\,k\,l\}$.

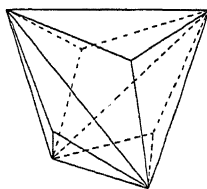



Fig. 126. Gruppe 29, 32.
Trigondodekaeder $\{h\,l\,l\}$.

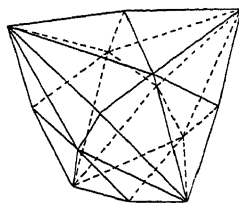



Fig. 127. Gruppe 29.
Hexatetraeder $\{h\,k\,l\}$.

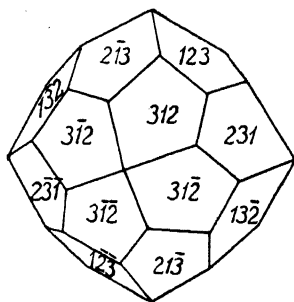



Fig. 128. Gruppe 30.
Pentagonikositetraeder $\{h\,k\,l\}$
(Gyroeder).

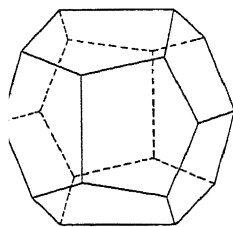



Fig. 129. Gruppe 31, 32.
Pentagondodekaeder $\{h\,k\,0\}$.

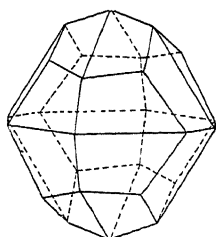



Fig. 130. Gruppe 31.
Didodekaeder $\{h\,k\,l\}$.

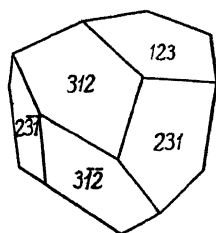



Fig. 131. Gruppe 32.
Pentagontritetraeder $\{h\,k\,l\}$.

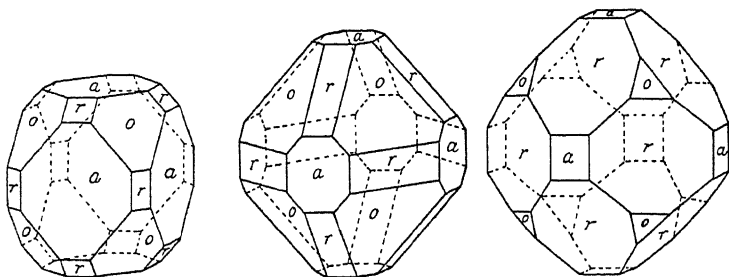



Fig. 132. Gruppe 28.
a) Hexaeder $a\,\{100\}$. b) Oktaeder $o\,\{111\}$. c) Rhombendodekaeder $r\,\{110\}$.
In a) ist der Würfel, in b) das Oktaeder, in c) das Rhombendodekaeder Träger der Kombination ***a, o, r***.

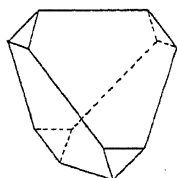



Fig. 133. Gruppe 29.
Tetraeder $\{111\}$ und $\{1\bar{1}1\}$.

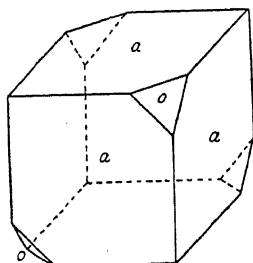



Fig. 134. Gruppe 29.[1]
α = Borazit.
Hexaeder $a\,\{100\}$.
Tetraeder $o\,\{111\}$.

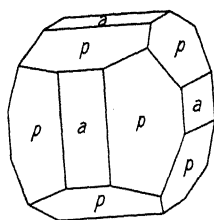



Fig. 135. Gruppe 31.
Eisenkies.
Pentagondodekaeder
$p\ \{210\}$.
Hexaeder $a\ \{100\}$.

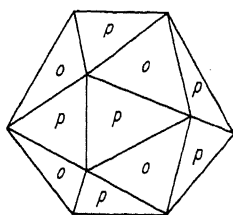



Fig. 136. Gruppe 31.
Eisenkies.
Pentagondodekaeder
$p\ \{210\}$.
Oktaeder $o\ \{111\}$.

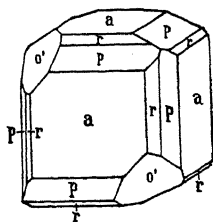



Fig. 137. Gruppe 32.
Natriumchlorat.
Hexaeder $a\ \{100\}$. Tetraeder $o'\ \{11\bar{1}\}$. Rhombendodekaeder $r\ \{101\}$. Pentagondodekaeder $p\ \{201\}$.

11. Allgemeine feinbauliche Vermerke zur Morphologie der Kristalle.

Kristalle sind durch eine dreifach-periodische Lagerung ihrer Feinbauteile gekennzeichnet, was bereits bei der Begründung der wissenschaftlichen Kristallographie durch Hauy (1743—1822) als erläuternde Vorstellung vom Wesen der Kristalle angenommen wurde. Durch gesetzmäßige Zahlverringerung (Dekreszenz, Fig. 138) kleinster Bausteine von der Gestalt der Spaltungskörper leitete er die Kristallformen und ihre Abhängigkeit vom Gesetz der rationalen Indices ab. Die submikroskopische Art der Kleinstufigkeit läßt nach seiner Ansicht die Flächen glatt erscheinen. Setzt man an die Stelle dieser Kristallbausteine ihre Schwerpunkte, so wird man zur Vorstellung der Bravais'schen

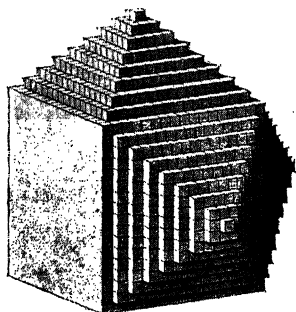



Fig. 138. Dekreszenz nach Hauy.

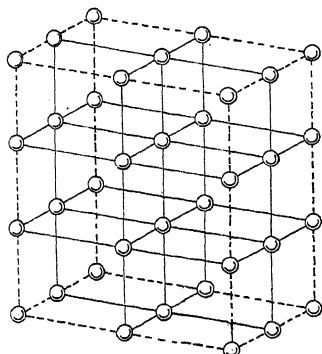



Fig. 139. Raumgitter.

Raumgitter geführt (Fig. 139). Der strenge Nachweis eines solchen Raumgitterfeinbaues ist zuerst durch M. von Laue und seine Mitarbeiter mit Hilfe der Beugung von Röntgenstrahlen in Kristallen erbracht worden.

Die Begrenzungsflächen der Kristalle gehen im wesentlichen „Netzdichten" (d. h. besonders reich mit Feinbauteilen besetzten und dementsprechend durch niedrige Indices ausgezeichneten Strukturebenen) in solchen Raumgittern parallel. Die Kristallkanten stellen die Richtungen von Hauptfeinbaulinien gleichfalls mit niedrigen Indices vor. Die Lage der Flächen und die Richtungen der Kanten eines Kristalles und damit auch sein Zonenverband sind also nach Winkelmaß und Symmetrie durch feinbauliche Umstände vorgezeichnet. Als Beispiel diene die Fig. 140 einer Steinsalzstruktur. Die Würfelkante dieses Elementarkörpers ist $5{,}63 \cdot 10^{-8}$ cm. Die Natriumatome sitzen in den Ecken und Flächenmitten, die Chloratome in den Mitten der Kanten und im Zentrum. Ein Steinsalzkristall muß aus einer ungeheuer großen, in Gitterperiodizität sich fortsetzenden Wiederholung solcher Elementarkörper gedacht werden. Es ist einleuchtend, daß unter Berücksichtigung der Struktur dieser submikroskopischen Elementarkörper sich eine über die 32 Symmetriegruppen hinausgehende Mannigfaltigkeit von Raumfiguren ergeben muß. Es sind ihrer 230. Diese Erweiterung macht sich aber wegen der Kleindimensionalität der zusätzlichen Symmetrieeigenschaften des Feinbaues schon in den mikroskopischen und daher erst recht in den makroskopischen Kristallformen nicht geltend.

Fig. 140. Elementarkörper von Steinsalz. Na: ○; Cl: ●.

Im übrigen ist es von Interesse, daß die Feinbauteile (Leptonen) der Kristalle sowohl Atome, als auch Atomgruppen (Radikale und Moleküle) sein können (Atomgitter, Ionengitter, Schichtengitter, Molekülgitter).

Parakristalle, auch mesomorph genannte Materialien, weisen, wie die Kristalle, einen geordneten Feinbau auf; jedoch liegt bei ihnen lediglich eine Parallelisierung der Teilchen nach einer Richtung (eventuell zweidimensional in Ebenen) vor. Eine große Zahl der parakristallinen Substanzen ist durchaus flüssig („flüssige" Kristalle), andere sind gelig (festflüssig), einige hart. Morphologisch besitzen die am wenigsten viskosen Parakristalle die Eigenart etwa von Wasser oder von Ölen; frei in anderen Flüssigkeiten gelagert, ballen sie sich unter dem Einfluß der Oberflächenspannung zu Tropfen. Die geligen Parakristalle weisen zum Teil Stäbchenform auf, die harten sind harzartig splitterig. Manche Autoren umfassen die hier als Kristalle und Parakristalle unterschiedenen Gebilde einheitlich mit der Bezeichnung „Kristall".

12. Besondere Wachstumserscheinungen.

a) Zwillingsbildungen.

Es handelt sich um gesetzmäßige, nicht parallele Verwachsungen zweier Kristalle gleicher Art. Äußere Kennzeichen sind oft einspringende Winkel an den Berührungsstellen der Individuen, gelegentlich Durch-

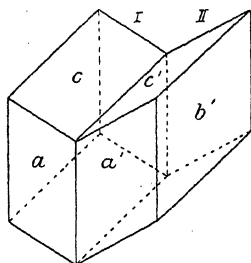



Fig. 141. Triklin-pinakoidal. Zwilling nach *b* {010}. Formen: *a* {100}, *b* {010}, *c* {001}.

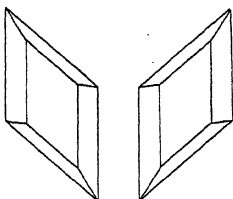



Fig. 142. Zwei Gipskristalle (monoklin-prismatisch) in Zwillingsstellung. Aufsicht auf das Pinakoid {010}. Zwillingsstellung nach {100}.

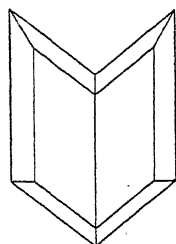



Fig. 143. Gipszwilling. Verwachsungsebene {100}.

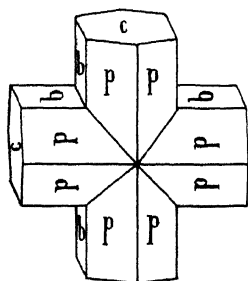



Fig. 144. Durchkreuzungszwilling nach {032} von Staurolith (rhombisch-dipyramidal). Formen: *c* {001}, *p* {110}, *b* {010}.

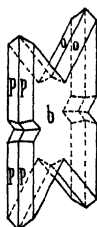



Fig. 145. Durchkreuzungszwilling nach {100} von Gips (monoklin-prismatisch). Formen: *p* {110}, *o* {111}, *b* {010}.

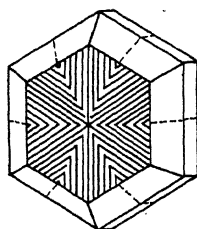



Fig. 146. Alexandrit (rhombisch-prismatisch), pseudohexagonal verdrillingt nach {031}.

kreuzungen (Fig. 141—146). Zuweilen sind die miteinander verzwillingten Kristalle durcheinandergewachsen (Fig. 147). Sie heben sich dann eventuell durch das Auftreten matter Stellen auf sonst glatten Flächen oder durch verschiedene Streifung voneinander ab. Die Gesetzmäßigkeit der Zwil-

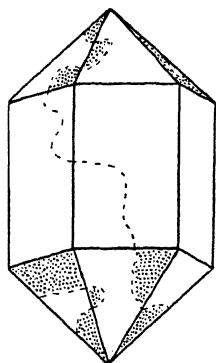



Fig. 147. Durchwachsungszwilling nach {10$\bar{1}$0} von Quarz (trigonal-trapezoedrisch).

lingsvereinigung liegt im Parallelismus wenigstens zweier kristallographischer Elemente der beiden Kristalle (vgl. Fig. 142, 143).

Die Hauptarten der Zwillingsbildung lassen sich durch Drehbewegungen kennzeichnen derart, daß die Drehung des einen Kristalles um 180° ihn in die Lage des anderen bringt, und zwar ist dies zu erreichen entweder durch Drehung um die Normale auf einer gemeinsamen Fläche (Zwillingsfläche *Z*), oder durch Drehung um eine gemeinsame Kante (Zwillingsachse ζ). Im ersten Falle besteht beim Zwilling die Gemeinsamkeit aller Richtungen in der Zwillingsfläche, im zweiten die Gemeinsamkeit aller Flächen in der Zone der Zwillingsachse (vgl. für den ersten Typ Fig. 142, 143, für den zweiten Fig. 151).

Der Zwillingskomplex als Ganzes zeigt oft im Vergleich mit seinen Komponenten erhöhte Symmetrie. So hat Fig. 143 eine Symmetrieebene nach {100} außer der nach {010} des Einzelkristalls. Im selben Sinne vergleiche die Fig. 148, 149, 150.

Manche Substanzen zeigen wiederholte Zwillingsbildung (Drillinge, Viellinge); zuweilen setzen sie sich aus ganz feinen Zwillingslamellen zusammen. Durch solche Bauweise entstehen „mimetische“ Kristalle, die den Symmetriegrad einer höher symmetrischen Gruppe gewissermaßen nachahmen (Fig. 146). Durch Druck (z. B. beim Kalkspat) oder Erwärmen lassen sich künstlich Zwillingslamellen hervorrufen. Gelegent-

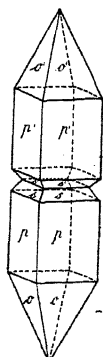



Fig. 148. Succinjodimid. Der Einzelkristall ohne Symmetriezentrum. Der nach dem Pedion {001} verzwillingte Kristall hat das Symmetriezentrum erworben.

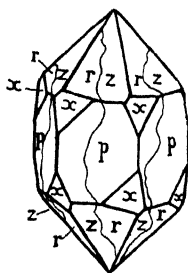



Fig. 149. Durchwachsungszwilling zweier Linksquarze (60° um die Achse *c* gegeneinander gedreht). Symmetrie des Einzelkristalls: 3 *s* (trigonal-trapezoedrisch). Symmetrie des Zwillings: 6 *s*.

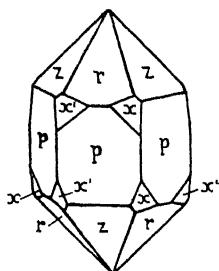



Fig. 150. Zwilling eines Rechts- und Linksquarzes.
Symmetrie des Einzelkristalls: 3 *s*.
Symmetrie des Zwillings: 3 *s d*.

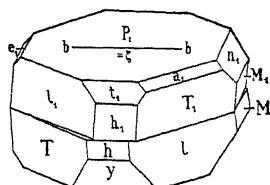



Fig. 151. Periklin (triklin-pinakoidal). Zwillingsachse $\zeta = b$. Weil h $\{\bar{1}00\}$ und h_1 $\{\bar{1}00\}$ parallel zur Zonenachse b liegen, fallen sie im Zwilling in eine Ebene.

lich wird die Zwillingsbildung beim Erwärmen bis ins Submikroskopische verfeinert, so daß die gewöhnlichen Hilfsmittel zur Erkennung des polysynthetischen Baues versagen und eine vollendetste Vorspiegelung hoher Symmetrie vorliegt (sogenannte Polysymmetrie).

b) Gesetzmäßige Verwachsungen verschiedenartiger Kristalle.

Annäherungen im Feinbau bestimmter Flächen bei chemisch-verschiedenen Kristallen ermöglichen gesetzmäßige Verwachsungen nach diesen Ebenen. Besonders berühmt sind in der Hinsicht Verknüpfungen von Cyanit (Al_2SiO_5) und Staurolith ($HAl_9Fe_2Si_4O_{24}$), die nach $\{100\}$ des ersteren gleich $\{010\}$ des letzteren Minerals verbunden sind. Ein hübscher, einschlägiger Versuch besteht darin, daß man auf ein flaches Spaltstück von Steinsalz (NaCl) einen Tropfen gesättigter Chlorkaliumlösung bringt. Es werden dabei zahllose Sylvinkriställchen (KCl) „ausgesalzen", von denen die sich im Kontakt mit dem Steinsalz befindlichen parallel mit letzterem verwachsen. Auch orientieren sich gelegentlich nachträgliche Ausscheidungen in bereits festem Kristall gesetzmäßig zum Wirt, beispielsweise beim Glühen von Spinellen, die einen Tonerdeüberschuß enthalten, die sich im Innern der Kristalle bildenden Korunde.

Bei isomorphen Mischungen findet feinbaulicher Ersatz von Atomen oder Atomgruppen statt.

c) Oberflächenbeschaffenheit der Kristalle.

Bei regelrechtem Bau erweisen sich die Kristallflächen (und ebenso die Spaltflächen) eben, so daß sie das Licht gleichmäßig spiegelnd zurückwerfen, ein für reflexionsgoniometrische Studien sehr erwünschter Um-

stand. Anorthite, Kopfflächen von Epidot und andere kommen dem sehr nahe. Anderenfalls erkennt man einen nicht in sich parallelen Mosaikbau, wie oft beim Steinsalz. Öfter zeigen sich auf Kristallflächen sogenannte Subindividuen, d. h. regelmäßig umrandete, flache, inselartige Erhabenheiten oder Streifungen mit gesetzmäßigem Verlauf, sogenannte oszillatorische Kombinationen zweier Flächen, so von $\{10\bar{1}0\}$ und $\{10\bar{1}1\}$ bei dem auf den Prismenflächen waagerecht gestreiften Quarz, oder wie in Fig. 152 beim Eisenkies, dessen Würfelkörper auf diese Weise nicht 9, sondern nur 3 Symmetrieebenen erkennen läßt, dazu 3 Digyren als Normalen zu den Würfelflächen und 4 Trigyren als Körperdiagonalen nach den Ecken. Damit ist die didodekaedrische Abteilung des regulären Systems festgelegt.

Fig. 152. Eisenkies. Flächenstreifung auf $\{100\}$.

d) Einfluß der entstehungsgeschichtlichen Umstände auf die Kristallmorphologie.

Bildungsarten der Kristalle. — Kristalle können sich aus Gasen und Flüssigkeiten, sowie aus festen Stoffen, z. B. aus Gläsern, ausscheiden. Eine gewaltige Fülle von Beobachtungsmaterial liefert in dieser Hinsicht die Mineralwelt, nicht zum wenigsten in den Gesteinen. Es ist daher sehr

Fig. 153. Plutonit (Eruptives Tiefengestein). Olivingabbro (Buchau, Schlesien) zwischen gekreuzten Nicols; 16mal vergrößert. Feldspäte mit Zwillingsbildungen, Olivin, etwas Erz.

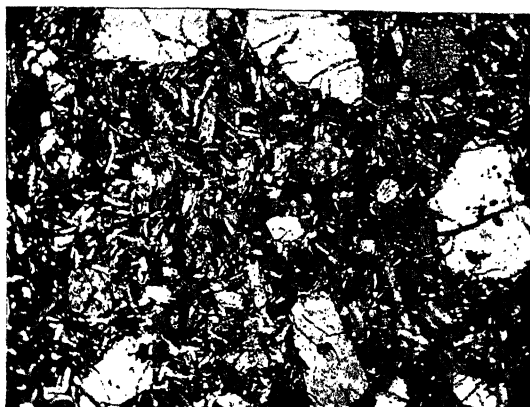



Fig. 154. Vulkanit (Eruptives Ergußgestein). Feldspatbasalt (Steinl bei Brandau, Böhmen) zwischen gekreuzten Nicols, mit Gips-Rot I. Ordnung, 55mal vergrößert. Einsprenglinge: Olivin; Grundmasse: Feldspat und Erz.

zu empfehlen, polarisationsmikroskopische Studien gerade an diesem Material anzustellen; demzufolge sei zum besseren Verständnis der gestaltlichen Verhältnisse ein kurzer Überblick über einschlägige petrographische Umstände gegeben.

Die Hauptgruppen der Gesteine sind folgende:

1. Magmatische Gesteine (Eruptivgesteine), aus natürlichem Schmelzfluß (Magma) erstarrt.

a) Plutonite, innerhalb der tieferen Zonen der Erdkruste verfestigt, z. B. Granit, Syenit, Diorit, Gabbro, Peridotit (Fig. 153).

b) Vulkanite, in den oberen Zonen der Erdkruste und auf der festen Erdoberfläche erstarrt, z. B. Quarzporphyr, Diabas, Trachyt, Andesit, Basalt (Fig. 154, auch Fig. 161 und 168).

2. Sedimentgesteine, Absätze aus dem Wasser oder aus der Luft.

a) Trümmersedimente, Rückstände der Zerstörung früherer Gesteine, z. B. Sand; in verfestigtem Zustand: Sandstein (Fig. 155).

b) Ausscheidungssedimente, Absätze aus Lösungen, meist aus Wasser, z. B. Kalkstein, Steinsalz, Schnee (aus der Luft abgesetzt).

3. Metamorphe Gesteine, durch starke Umwandlung von Sedimenten und Eruptiven entstanden.

a) Kontaktmetamorphe Gesteine, Umwandlungen des Nebengesteines im „Kontakthof“, vor allem an der Grenze von Plutoniten,

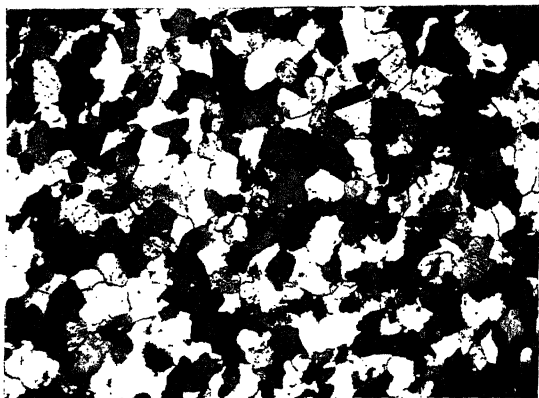



Fig. 155. Trümmersediment. Sandstein (Rheinhausen bei Göttingen) zwischen gekreuzten Nicols; 35 mal vergrößert. Hauptsächlich verzementierte Quarzkörner.

z. B. Umbildung von Tonschiefer in Hornfels, oder von Kalkstein in Marmor (Fig. 156).

b) Regionalmetamorphe Gesteine, unter den thermischen und dynamischen (gebirgsbildenden) Wirkungen in der tieferen Erdzone entstanden. Beispiele: Gneis, Glimmerschiefer (Fig. 157), Phyllit, Einlage-

Fig. 156. Ausscheidungssediment, wahrscheinlich kontaktmetamorph umgewandelt. Marmor (Carrara) zwischen gekreuzten Nicols; 35 mal vergrößert. Kalkspat mit Zwillingsbildungen.

Fig. 157. Regionalmetamorphes Gestein. Glimmerschiefer (Kleinvoigtsberg bei Freiberg) zwischen gekreuzten Nicols; 100mal vergrößert. Glimmer (die Schieferung bedingend), Quarz, etwas Erz.

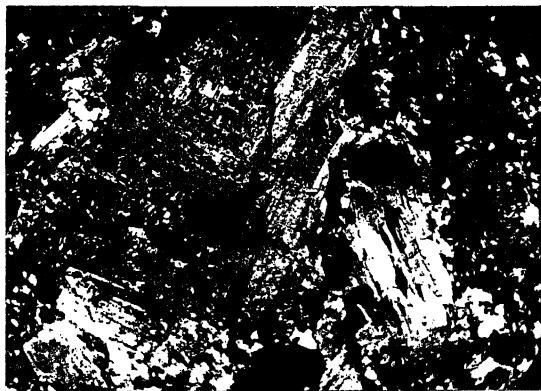



Fig. 158. Verwitterungserscheinungen an Eruptivgesteinen. Granitporphyr (Ernsthofen, Odenwald) zwischen gekreuzten Nicols; 35mal vergrößert. Einsprenglinge: Feldspäte (verwittert), Glimmer, Quarz, in ebensolcher Grundmasse.

rungen silikatischer, karbonatischer, oxydischer, sulfidischer, auch elementarer Massen.

Metamorphe Bildungen sind auch die durch den Einfluß der Atmo-

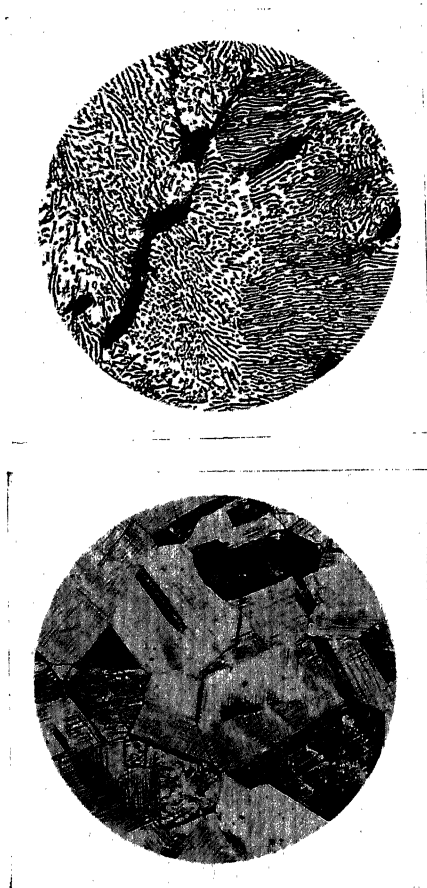



Fig. 159. Kristalline Hüttenprodukte. a) Stahl. Austenit; 130mal vergrößert. b) Gußeisen. Perlit; 400mal vergrößert.

sphärilien bedingten Verwitterungserscheinungen der Gesteine (Fig. 158).

Die Erzlagerstätten sind zum Teil liquid-magmatischer Entstehung, zuweilen aus Dämpfen und Flüssigkeiten entstanden, die den

Schmelzflüssen entwichen und Absätze in Spalten, Klüften und in sonstigen Hohlräumen lieferten. Weiterhin kommen unter den Erzen mehr erdoberflächliche, thermale und durch Verwitterung entstandene Bildungen in Betracht. Schließlich sind viele Erze, z. B. auch der Brauneisenstein, sedimentärer Natur.

Zu all diesen natürlichen Materialien treten die großen Scharen künstlich erzeugter Kristalle, z. B. die der Hüttenbetriebe (Fig. 159) und die Produkte der chemischen Laboratorien.

Einfluß der Lösungsgenossen. — Die Morphologie einer Kristallart kann sich weitgehend verschieden entwickeln, je nach den Lösungsgenossen im Gase oder in der Flüssigkeit bzw. der Schmelze, in welcher sich ein Kristall bildet, und je nach der Ausscheidungstemperatur. Es liegt das wesentlich an der Änderung der Wachstumsgeschwindigkeit in Richtung der Senkrechten auf die Kristallflächen. In der Hinsicht ist wichtig, daß Flächen, welche sich langsam vom Keimpunkte aus vorschieben, groß werden, schnell sich vorschiebende indes klein sind bzw. im Laufe des Wachstums verschwinden, oder gar schon vom Beginn des Wachstums virtuell bleiben. Beispielsweise bilden sich Steinsalzkristalle aus ihrer reinen, wässerigen Lösung in Würfelform, aus harnstoffhaltiger Lösung dagegen als Oktaeder.

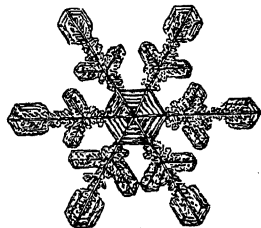



Fig. 160. Schneekristallskelett.

Verzerrungen. — Die Verzerrungen der Kristallform bestehen in verschieden großer Entwicklung gleichwertiger Flächen, etwa der eines regulären Oktaeders, die an sich gleiche Wachstumsgeschwindigkeit besitzen, bei denen aber etwa wegen ungleicher Stoffzufuhr aus verschiedenen Richtungen die Möglichkeit, durch Anlagerung von Teilchen zu wachsen, wegen dieser sekundären Umstände wechselt. Dann muß die Symmetrie durch Winkelbetrachtung und physikalische Studien erschlossen werden.

Kristallskelette. — Bei überhasteten Kristallausscheidungen kommt es häufig zur Bildung von Kristallskeletten zufolge bevorzugten Wachstums der Kristallecken und Kanten. Die Fig. 160 gibt ein Beispiel dafür. Es handelt sich in solchen Fällen nicht um Zwillingsbildungen, vielmehr würde die nachträgliche Ausfüllung der Lücken in einem solchen Kristallskelett einen einheitlichen Kristall ergeben.

Sphärolithe. — Sie stellen gleichfalls unvollkommene Kristallausbildungen vor. Von den wechselnden Bauarten dieser kugeligen Gebilde seien hier besonders die radialstrahligen hervorgehoben, wie man sie z. B. in Vulkaniten als eine Aggregation von Quarz und Feldspat

Fig. 161. Sphärolithische Bildungen in Vulkaniten. Liparit (Apatit) zwischen gekreuzten Nicols; 35mal vergrößert. Einsprenglinge: hauptsächlich Quarz. Grundmasse: zum Teil sphärolithische Aggregationen von Quarz und Feldspat.

vorfindet (Fig. 161). Auch mögen hier die eigenartigen, stengeligen, nierenförmigen und mannigfach sonst gestalteten Massen erwähnt werden, die häufig durch „Umstehen" aus ursprünglich geligen Massen zustande kommen. Beispiel: Roter und schwarzer Glaskopf.

Idiomorphismus und Allotriomorphismus. — Sehr wesentlich ist für die Ausgestaltung der Kristalle die räumliche Freiheit des Wachstums, bzw. im Gegensatz dazu die Behinderung durch Grenzflächen fremder Massen, etwa der Wände von Drusenräumen, auf denen sich die Kristallkeime angesiedelt hatten. In gleichem Sinne kann die Nachbarschaft von Kristallen sich auswirken. Dementsprechend ist für die Formenentwicklung der Kristalle die Reihenfolge ihrer Ausscheidung, insbesondere bei Schmelzflußgesteinen, wichtig. Freischwebende Erstbildungen haben die Möglichkeit, sich idiomorph, d. h. rundum regelmäßig mit Flächen zu umkleiden (z. B. in Fig. 154 und 168). Beim Fortschritt der Kristallisation wird der Idiomorphie durch das zunehmende Gedränge der Ausscheidungen Abbruch getan, so daß z. B. beim Granit, entsprechend der Ausscheidungsfolge abnehmend, die Reihenfolge idiomorpher Gestaltung etwa folgende ist: Biotit, Plagioklas, Orthoklas, bis schließlich Quarz ohne jede Formentwicklung die noch vorhandenen Lücken ausfüllt (vgl. auch Fig. 153). Der nämliche Allotriomorphismus zeigt sich im übrigen auch bei gleichzeitiger Bildung der Kristalle ein und derselben Art. Sehr kennzeichnend ist er für kontaktmetarmorphe Gesteine, etwa für den aus Kalkstein entstandenen Marmor (Fig. 156).

Anwachspyramiden und Schalenbau. — Die Kristalle wachsen durch Absatz von Substanz auf den Flächen eines Keimes. Entsprechend setzt sich der Kristallkörper aus pyramidalen Sektoren (Anwachspyramiden) zusammen, deren Spitze im Kristallkeimpunkt lagert, und deren Grundfläche je eine Außenfläche des Kristalles ist (Fig. 162). Die Substanz der Sektoren kann im Rahmen der Isomorphie verschieden sein, was gelegentlich im optischen Verhalten, ferner auch durch abweichende Ätzung, nicht selten schließlich auch durch verschiedenen Gehalt an Einschlüssen (so z. B. beim Chiastolith) in Erscheinung tritt.

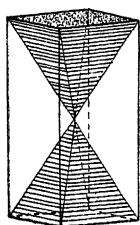



Fig. 162. Anwachspyramiden.

Häufiger noch werden Kristallkeime gleichmäßig ringsum von isomorpher Substanz umschlossen. Es heben sich dann ein Kern und um diesen herum oft rhythmisch in der Zusammensetzung wechselnde Zonen durch Unterschiede der Farbe heraus, z. B. bei künstlichen Alaunen mit dem Chromgehalt wechselnd (vgl. auch Fig. 163). Eine Zonenstruktur kommt auch durch den wechselnden Absatz von reiner Substanz und von Einschlüssen zustande, so bei Quarz, Leuzit, Nephelin und anderen Mineralien.

Größe der Kristalle. — Kristallisationen aus Flüssigkeiten (z. B. Eis, künstliche Alaune) auch aus Thermen und H_2O-haltigen, natürlichen Schmelzflüssen (pneumatolytischen Magmen) wachsen öfter zu sehr beträchtlicher Größe heran. Von Naturprodukten seien die Riesenbergkristalle der Schweiz, bis 12 m lange Augite in kalifornischen Pegmatiten, südwestafrikanische Berylle und Turmaline erwähnt. Andererseits gehen die Ausmaße der Kristalle in sehr kleine Verhältnisse über, so bei den oft zufolge Oberflächenspannung verrundeten oder verbogenen Ausscheidungen in natürlichen und künstlichen Gläsern. Die Fig. 164—167 geben eine Anschauung von solchen Kristalliten. In Kolloiden sind die Kristalldimensionen auf 10^{-6} bis 10^{-7} cm reduziert (Beispiel: kolloidale Gold-

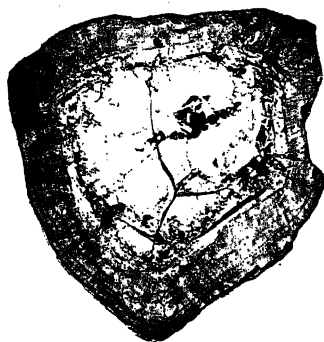



Fig. 163. Zonarstruktur. Turmalin.

lösung). Diese Gebilde entziehen sich dann der mikroskopischen Sichtbarkeit. Von Nägeli wurden submikroskopische Kriställchen der Stärke und anderer organischer Materialien „Mizellen" genannt.

Sammelkristallisation (Rekristallisation). — Eine auch in natürlichem Vorkommen verbreitete, besonders auffällige Entwicklung zu großen Kristallen vollzieht sich im Akte der Sammelkristallisation (Rekristallisation), bei der z. B. ein zunächst feinkörniges Kristallgemenge von Gletschereis grobkörnig oder dichter Kalkstein zu großkristallinem

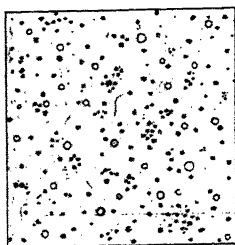



Fig. 164. Globulite.

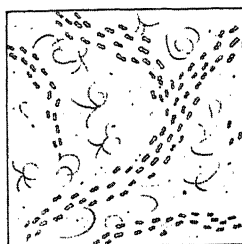



Fig. 165. Longulite und Trichite.

Fig. 166. Margarite.

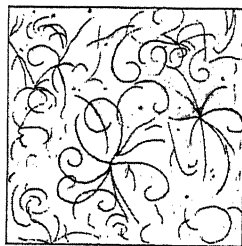



Fig. 167. Trichite.

Marmor wird (Fig. 156). Außer trockener Sammelkristallisation, die bei Wärmeerhöhung, d. h. erhöhter feinbaulicher Bewegung vor sich geht, vollzieht sich oft auch eine wässerige Neukristallisation, wie sie insbesondere an kristallinen Schiefern mit großen, eingesprengten Kristallen, z. B. von Granat, beobachtet wird.

Die beim Kalkstein erwähnte Sammelkristallisation hat ihr technisch hoch bedeutsames Gegenstück insbesondere bei Metallen, wie Aluminium, Gold, Platin oder Eisen. Liegen die Körner solcher rekristallisationsfähiger Stoffe mit verschiedenen kristallographischen Flächen aneinander, berührt also z. B. eine Würfelebene eine Oktaederfläche, so macht sich ein

„kristallographisches Potential“ geltend. Der Effekt ist die Umkristallisation der zwei Körner in ein neues, natürlich größeres Korn, was so weit gehen kann, daß z. B. Aluminiumblech mit ungemein vielen kleinen Kristallen sich durch solche Kornvergrößerung zu einem „Einkristall“ umwandelt. Die zunächst zerbrechlichen, aus feinem Kristallpulver bestehenden Wolframfäden lassen sich beim Glühen auf diese Weise zu einem einzigen dünnen, viele Meter langen, sehr geschmeidigen Kristall umbilden, der für elektrische Lampen bestens verwendbar ist. Kugeln flüssiger parakristalliner Stoffe fließen zu einer größeren Kugel zusammen, auch vereinigen sich häutchenförmige, gelig feste Gebilde solcher Substanzen zu entsprechend größeren Parakristallen, und solche Parallelisierungen der Hauptbaurichtung setzen sich oft auf größere Arreale hin fort, z. B. in den bekannten monomolekularen Häutchen von Fettsäuren auf Wasser (Sammelparakristallisation).

Einsprenglinge und Grundmasse. — Vor allem häufig bei den Erstarrungsgesteinen, die sich auf die Erdoberfläche oder in Spalten ergossen haben, findet man einen sehr charakteristisch ausgeprägten Gegensatz zwischen wohlgeformten, meistens idiomorphen Einsprenglingen als älteren Ausscheidungen und einer jüngeren, dicht gedrängten, sehr feinkörnigen Grundmasse aus mehr oder minder unregelmäßig gestalteten Kristallen (Fig. 168, vgl. auch Fig. 154, 158, 161). Solche Ausbildungen werden im Gegensatz zum körnigen Gefüge porphyrisch genannt. Oft läßt sich die Grundmasse als ein Eutektikum denken. Es handelt sich dann um ein Gemenge verschiedener Kristallarten, das aber trotzdem eine bestimmte chemische Zusammensetzung hat. Fig. 169

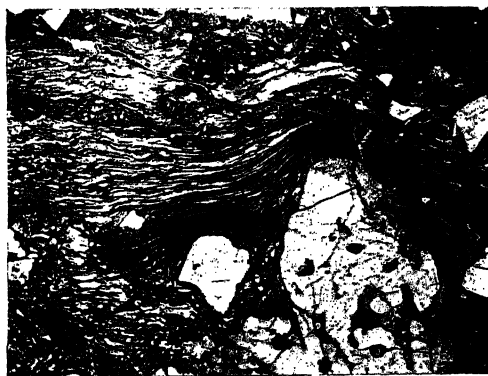



Fig. 168. Vulkanit. Quarzporphyr (Auer a. d. Etsch) ohne Nicols; 40mal vergrößert. Quarzeinsprenglinge in glasiger, fluidaler Grundmasse.

möge das erläutern. Sie stellt das Erstarrungsdiagramm einer Blei-Antimonschmelze dar. E bezeichnet die Zusammensetzung des „Eutektikums" mit 13 % Antimon und 87 % Blei. Besitzt die Schmelze mehr Antimon als dem Punkte E entspricht, so scheidet sich bei Abnahme der Temperatur dieser Antimonüberschuß als Einsprenglinge aus, wonach bei 247° C sich das eutektische Gemenge verfestigt. Umgekehrt bildet bei Überschuß an Blei dieses die Einsprenglinge, das Eutektikum bleibt dabei das nämliche wie vorher. Hat die Ausgangsschmelze gerade die Zusammensetzung E, so ergibt sich lediglich das eutektische Gemenge. Es kennzeichnet sich durch feines Korn, da bei dem niederen Wärmegrad die Zähigkeit der Schmelze groß ist und viele Kristallkeime entstehen. Die eutektischen Gemengteile, besonders der Metalle, sind oft von großer Zartheit und Zierlichkeit durch ihre faserige, mitunter auch krummschalige,

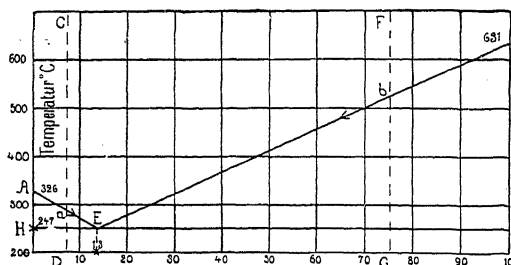



Fig. 169. Erstarrungsdiagramm der Blei-Antimonschmelzen.

feinstkörnige Ausbildung. Von großem Interesse ist, daß auch feste Lösungen, wie z. B. das kohlenstoffhaltige feste Eisen, sich dem obigen Figurenschema beim Abfall des Wärmegrades entsprechend verhalten. Der Perlit (Fig. 159 b) ist solch eine eutektische (auch eutektoidisch genannte), aus reinem Eisen (Ferrit) und Eisenkarbid Fe_3C (Cementit) bestehende Ausscheidung aus festem Eisen.

Mechanische Deformation und Gefügeregelung. — Andere mehr oder minder beträchtliche morphologische Änderungen an Kristallen vollziehen sich durch mechanisch wirksame Umstände wie Druck, Zug, Biegen, Drillen, Auswalzen, wofür es mannigfache Beispiele in der Natur und in der Technik gibt. Zur Demonstration geeignete Mineralien sind z. B. Steinsalz bei etwas erhöhter Temperatur oder auch unter Wasserbedeckung, ferner Gips, Antimonglanz und viele weiche kristalline Kunstprodukte wie Gold und andere geschmeidige Metalle, auch Eisen, besonders in glühendem Zustande. Es stellt sich dann bei Aggregaten von Kristallen eine Gefügeregelung ein, wobei Translationen und Zwillings-

gleitungen (S. 74) eine große Rolle spielen. In der Natur findet man solche dynamischen Effekte, besonders deutlich bei den kristallinen Schiefern (Fig. 157). Im Ton eingelagerte Steinsalzkristalle sind durch Druck oft derart deformiert, daß sie im Gegensatz zu ihrer normalen regulären Form monoklinen, rhombischen und rhomboedrischen Gebilden gleichen. Innerlich sind sie durch Rekristallisation wieder vereinheitlicht.

Modifikationen. — Viele Kristallarten werden beim Wechsel der Temperatur in ihrem Feinbau und damit in ihrem physikalischen Wesen unbeständig und gehen bei bestimmten Wärmegraden in andere Modifikationen über. Das ist z. B. der Fall beim Quarz, der sich aus Magmen bei einer Temperatur über 573° in hexagyrisch-sphenoidischer Morphologie als α-Quarz ausscheidet, während er sich in niedrigeren Temperaturbereichen als trigyrisch-sphenoidischer β-Quarz ausbildet. In hohen Wärmegraden entstandene α-Quarze gehen bei der Abkühlung unter ganz geringfügiger Änderung der feinbaulichen und damit auch der äußerlichen Winkelmaße in β-Quarz über. Der hexagonal geformte, innerlich trigonale Porphyrquarz ist ein schönes Beispiel für solche, auch bei Kunstprodukten ungemein verbreiteten Modifikationen.

Das Ammoniumnitrat bildet beim Abkühlen hintereinander vier Kristallarten. Doppelbrechende parakristalline Stoffe entstehen zumeist beim Steigern der Temperatur aus kristallinen Stoffen, um sich bei noch höheren Wärmegraden in isotrope Schmelzen zu verwandeln. Solche Modifikationen sind bei den einschlägigen Materialien mit der Temperatur im allgemeinen nicht immer rückläufig. An Stelle der Erwärmung kann in manchen Fällen eine Imbibition mit Wasser treten, dessen hohe Dielektrizitätskonstante den elektrischen feinbaulichen Zusammenhang schwächt, und so wie eine Mobilitätserhöhung durch Erwärmen wirkt (z. B. Bromphenanthrensulfosäure).

Resorptionen. — Ändert sich die chemische Zusammensetzung des noch nicht kristallisierten Anteiles einer Lösung (bzw. Schmelze) oder steigt der Wärmegrad, so kann es zu völliger oder teilweiser Wiederauflösung ausgeschiedener Kristalle kommen, wobei die Fälle in Eruptiven auch morphologisch besonders interessant sind, bei denen die magmatische Resorption noch nicht ganz vollendet wurde (Fig. 161, 168). Entsprechende Vorgänge kommen aber auch bei Lösungen vor. Beispielsweise kann im normalen Verlauf einer KCl-$MgCl_2$-Lösung nach der Ausscheidung von Sylvin (KCl) letzterer zugunsten der Bildung von Carnallit ($KCl\,MgCl_2 \cdot 6\,H_2O$) resorbiert werden. Ein Steigen der Temperatur wird bei Eruptiven schwerere Ausscheidungen (etwa von Olivin) durch Absinken (gravitative Sonderung) in tiefere und somit heißere Zonen des Erdmagmas bringen und so Auflösungen veranlassen können.

Pseudomorphosen. — Vielfach vollziehen sich chemische Wandlungen an Kristallen unter dem Einfluß von Wasser ohne wesentliche Formänderung des Materials. Man spricht dann von Pseudomorphosen, beispielsweise von Ton nach Orthoklas. Die Kristallform dieses Feldspates beherbergt dann nicht mehr dessen ihm eigenartige Substanz $K_2OAl_2O_36SiO_2$, sondern die des Tones $Al_2O_3 \cdot 2H_2O$. Auch können mehrere Umwandlungsprodukte am Aufbau einer Pseudomorphose teilnehmen. Sehr schöne Beispiele teilweiser oder völliger Pseudomorphosierung hat die Erzlagerstättenlehre geliefert. Interessante Beispiele solcher topochemischer Reaktionen lassen sich künstlich an Zeolithen hervorrufen, die durch physikalisch-chemischen Abbau unter dem Einfluß erhöhter Temperatur Wasser abgeben, bei Erniedrigung des Wärmegrades auch wieder aufnehmen, auch tiefergehende chemische Wandlungen z. B. unter dem Einfluß von Salzsäure erfahren, welche am Heulandit, Desmin und anderen schließlich nur Kieselsäure unter Pseudomorphosierung des Ausgangsmaterials übrig läßt. An Stelle ausgetriebenen Wassers nimmt z. B. fester Chabasit mancherlei sonstige Stoffe, wie CS_2, Alkohol, Quecksilber u. a. unter sehr merkwürdigen Wandlungen auf. „Paramorphosen“ werden Umwandlungen unter Erhaltung der chemischen Zusammensetzung genannt. Dahin rechnen also die Modifikationsänderungen.

13. Kohäsionsverhältnisse.

a) Translation. — Manche Kristalle sind nach bestimmten Flächen leicht verschiebbar, gleichsam wie übereinander gelegte Glasplatten nach ihrer Ebene. Beispiele: Eis (hexagonal), Translationsfläche die Endfläche; Steinsalz, Translationsflächen die des Rhombendodekaeders. Die verschobenen Teilchen sind mit den nicht verschobenen parallel; der Zusammenhang ist erhalten und das Volumen dasselbe geblieben. Meist erfolgt die Verschiebung besonders leicht in einer bestimmten Richtung innerhalb der Translationsfläche. Richtung und Gegenrichtung können hinsichtlich der Translationsfähigkeit ganz verschieden sein. Die Indices der Translationsfläche sowie der Richtung besonders leichter Verschiebung in ihr sind meist sehr einfach, in jedem Falle sind beide Elemente rational. Beim Verschieben entstehen infolge verschieden weitgehenden Gleitens parallel zur Translationsfläche oft sehr feine Streifen auf den Kristallflächen, ausgenommen in der Zone der Richtung leichtester Verschiebbarkeit. Beispiel: Antimonglanz (rhombisch), Translationsfläche $\{010\}$, Translationsrichtung Achse *c*. Die leichte Krümmbarkeit mancher Kristalle hängt mit Translation zusammen. Wie Blätter eines gebogenen Papierstoßes schieben sich die Teile nach Translationsebenen aneinander her.

b) Zwillingsgleitung (einfache Schiebung). — Bei manchen Kristallen verursacht Druck ein Verschieben von Teilchen nach einer in der sogenannten „Gleitfläche" gelegenen Richtung σ in eine zum Rest des Kristalles zwillingsmäßig nach dieser Fläche orientierte Lage. Die Ebene der Schiebung steht senkrecht auf der Gleitfläche und geht parallel σ. Alle parallelen Ebenen und Richtungen bleiben wieder parallel (homogene Deformation). Das Volumen wird nicht verändert. Grundlegend ist, daß die Schiebungsstrecke eines Punktes proportional seinem Abstande von der Gleitfläche wächst.

Fig. 170 stellt ein Kalkspatrhomboeder $\{10\bar{1}1\}$ dar, zu dessen horizontal gestellter Ebene g $\{01\bar{1}2\}$ eine senkrecht gerichtete Messerschneide geführt wurde. Beim Eindringen des Messers ist der rechte, obere Kalkspatteil z in Zwillingsstellung nach der Ebene g $\{01\bar{1}2\}$ verschoben.

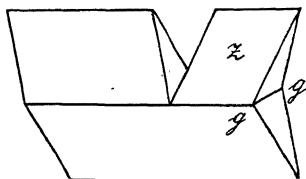



Fig. 170.
Zwillingsgleitung am Kalkspat.

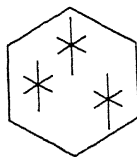



Fig. 171.
Schlagfiguren auf {001} von Glimmer.

c) Schlagfiguren. — Man kann sie durch die Körnerprobe hervorrufen. Setzt man z. B. eine Nadel auf eine Würfelfläche von Steinsalz und treibt sie mit kurzem Schlage ein wenig in den Kristall, so erscheinen im Steinsalz Risse nach den Diagonalen der Würfelfläche, entsprechend Einschnitten der Translationsflächen von (110). Beim Glimmer (monoklin) entsteht auf der Spaltfläche nach {001} ein sechsstrahliger Stern mit einer langen Linie parallel der Achse a (Fig. 171).

d) Spaltbarkeit. — Viele Kristalle kann man, z. B. mittels eines Messers, nach bestimmten kristallographischen Ebenen zerlegen, spalten. Wie die natürlichen Kristallflächen, sind auch die Spaltflächen in Lage und bezüglich ihrer Vereinigung zu einem Spaltkörper den Symmetriegesetzen des betreffenden Systems, denen der Körper angehört, unterworfen. Das reguläre Steinsalz spaltet nach allen Flächen des Würfels, die Zinkblende nach denen des Rhombendodekaeders, der Flußspat nach dem Oktaeder.

Die Güte der Spaltbarkeit wechselt mit den Substanzen, und weiterhin ist es nicht selten, daß Spaltbarkeiten verschiedener Vollkommenheit sich in demselben Kristall zeigen. So besitzt der monokline Gips eine

vollkommene Spaltbarkeit nach {010}, eine minder gute (muschelige) nach {100} und eine faserige nach {111}. Bei Abkühlung der Kristalle erhöht sich die Spaltfähigkeit.

Für die optische Untersuchung sind die Spaltrisse als kristallographische Richtungen sehr wichtig. Oft mangelt es an ebenflächiger äußerer Gestalt; dann geben Spaltrisse noch guten Anhalt für die kristallographische Orientierung.

14. Lösungserscheinungen und Lichtfiguren.

Aus Kristallen geschliffene Kugeln bedecken sich in einem Lösungsmittel mit Kristallflächen. Es sind Ebenen besonders großer Lösungsgeschwindigkeit. Sie realisieren sich am Kristall, weil sie ihn näher an seinem Mittelpunkt durchschneiden als die Flächen geringerer Lösungsgeschwindigkeit, die so virtuell bleiben. Im Kampfe des Vordringens der Flächen können gewisse sich zunächst geltend machen, von anderen aber wieder verdrängt werden. In diesem Sinne ist die Folge in den Fig 172 zu deuten. Der Lösungskörper ist abhängig von der Art und

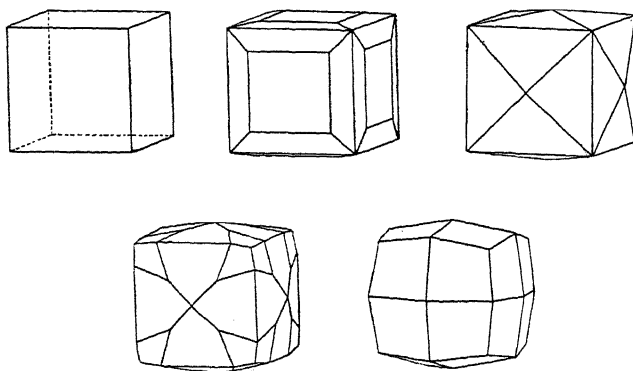



Fig. 172. Lösungserscheinungen an einem Steinsalzwürfel in untersättigter harnstoffhaltiger Kochsalzlösung. Zeitliche Folge der Lösungskörper nach W. Schnorr.

Konzentration des Lösungsmittels sowie von der Temperatur. Steinsalz in ungesättigter Kochsalzlösung liefert ein verrundetes Ikositetraeder (Fig. 173). Man kann für diesen Versuch auch einen Spaltwürfel benutzen. Fig. 174 stellt einen Lösungskörper von Topas vor.

Kreisförmige Kristallplatten formen sich entsprechend um, wie ein leicht anzustellender Versuch an einem Gipsspaltplättchen nach {010}

zeigt, das man mittels eines Zirkels zur Kreisscheibe formt und der Wirkung mit HCl angesäuerten Wassers aussetzt.

Ätzfiguren. — Auf den Flächen eines sich lösenden Kristalls beobachtet man sehr oft, meist nur mikroskopisch, regelmäßige Vertiefungen

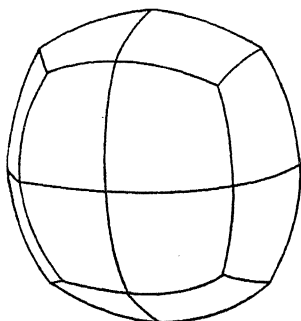



Fig. 173. Lösungskörper aus einer Kugel von Steinsalz nach A. Johnsen.

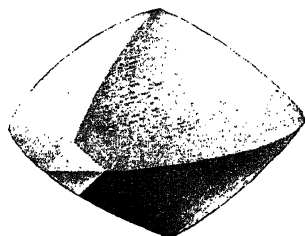



Fig. 174. Lösungskörper einer mit Kalilauge behandelten Topaskugel. Nach M. Eichler.

(Ätzgrübchen) oder Erhabenheiten (Ätzhügel). Sehr glatte Flächen lassen beim Versuch gelegentlich keine Ätzfiguren entstehen. Dann hilft wohl ein gelindes Rauhmachen der Flächen durch Streichen des Kristalls über Schmirgelpapier, um örtliche Angriffsstellen zu schaffen.

Die Ätzfiguren geben in ihrer eigenen Symmetrie und durch ihre Lage auf den Kristallflächen die geometrische Symmetrie der Gruppe an, welcher der Kristall angehört. So zeigt z. B. Fig. 175, daß die drei Symmetrieebenen und drei Digyren der dipyramidalen Gruppe des rhombischen Systems vorliegen.

Auch das Verdunsten von Kristallwasser ergibt zuweilen regelmäßige mikroskopische Figuren (Entwässerungsfiguren), z. B. bis zum leichten

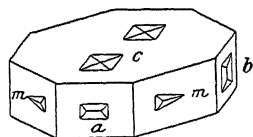



Fig. 175. Ätzfiguren auf einem rhombisch-dipyramidalen Kristall.

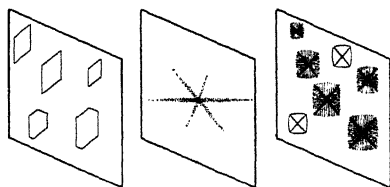



Fig. 176. Ätzfiguren, Lichtfiguren und Entwässerungsfiguren auf {010} von Gips (monoklin-prismatisch).

Weißwerden erhitzte Spaltplättchen von Gips (Fig. 176). Entsprechend bedecken sich Kalkspatspaltplättchen beim Glühen mit Brennfiguren.

Fig. 177. Lichtfigur auf {0001} von Kalkspat, mit Salzsäure angeätzt.

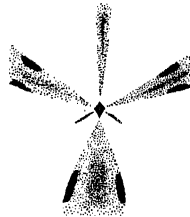



Fig. 178. Lichtfigur auf {10$\bar{1}$1} von Kalkspat, mit Salzsäure angeätzt.

Mit den Ätzfiguren hängen die Lichtfiguren geätzter Kristalle zusammen. Man erblickt sie, wenn man durch eine dicht vor das Auge

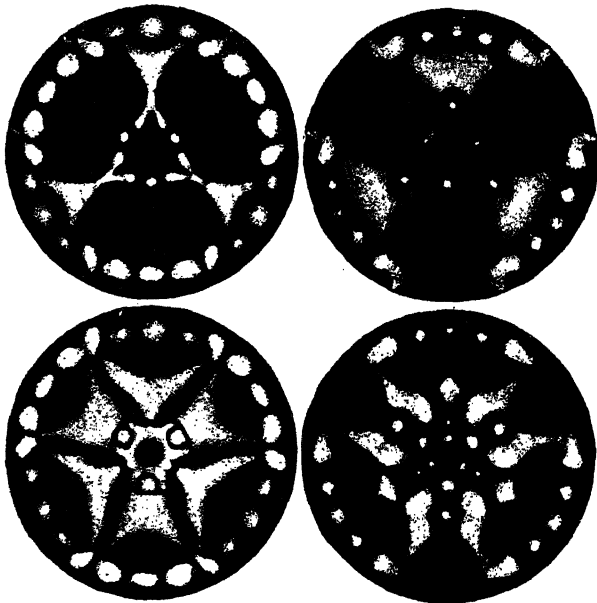



Fig. 179. Lichtfiguren an Turmalin (trigyrisch-domatisch, ditrigonal-pyramidal). links: Ätzung mit Kalilauge, rechts: Ätzung mit Flußsäure; oben: von der oberen Seite, unten: von der unteren Seite der heteropolaren *c*-Achse aus betrachtet. Nach Ch. Kulaszewski.

gehaltene, geätzte Kristallplatte nach einem hellen Licht sieht. Die Symmetrie solcher Lichtfiguren ist die der Ätzfiguren. Die Fig. 177 u. 178 stellen solche Erscheinungen auf Kalkspatplatten dar, die mit Salzsäure angeätzt wurden. Im reflektierten Licht kann man sie gleichfalls beobachten, wie die Figuren 179 dartun. Diese sind an Turmalinkugeln aufgenommen, die mit Kalilauge bzw. Flußsäure geätzt wurden.

C. Beziehungen zwischen morphologischer und optischer Symmetrie.

(Durchsichtige und absorbierende Kristalle)

Die Kristallstruktur bedingt zwar die besondere Art der optischen Erscheinungen, doch ist letztere nicht als Spiegelbild der ersteren aufzufassen; insbesondere dürfen die Lagen der Schwingungsrichtungen nicht strukturell vorgestellt werden. Es handelt sich vielmehr um die durch die Kristallstruktur bedingten Modifikationen des elektromagnetischen Feldes. Die optische Symmetrie ist stets höher als die morphologische. Starke optische Veränderungen können parallel gehen mit minimalen strukturellen Veränderungen, wie sie zum Beispiel durch thermische Einflüsse, isomorphe Beimischungen, Imbibitionen und Entziehungen veranlaßt werden.

Sowohl hinsichtlich der morphologischen als auch der optischen Symmetrie heben sich drei Hauptgruppen der Kristalle heraus:

morphologische Symmetrie:	trimetrisch;	dimetrisch;	regulär
optische Symmetrie:	zweiachsig;	einachsig;	isotrop

1. Trimetrische Gruppe: Optisch zweiachsige Kristalle.

a) Triklines System.

Morphologisch: Drei ungleich lange und gegeneinander schiefe Achsen a, b, c.

Optisch durchsichtige Kristalle: Indikatrix ein dreiachsiges Ellipsoid (n_α, n_β, n_γ), beliebig und für jede Farbe anders gegen das kristallographische Achsensystem a, b, c gelegen. Lineare Schwingungszustände, kristallographisch nicht bevorzugt gerichtet. Drei aufeinander senkrechte Richtungen der Hauptdoppelbrechungen. Zwei beliebig orientierte und für die verschiedenen Lichtarten anders gelegene optische Achsen (Dispersion von 2 V).

Optisch absorbierende Kristalle: Indikatrix je eine Fläche für n und für k mit schiefwinkligen Hauptachsen; einzige Symmetrieeigen-

schaft: ein Symmetriezentrum. Indikatrix beliebig und für jede Farbe anders gegen das kristallographische Achsensystem *a*, *b*, *c* orientiert. Schwingungszustände im allgemeinen elliptisch, ohne bevorzugte Orientierung gegen die kristallographischen Richtungen. Für *n* und für *k* nicht dieselben Richtungen der Hauptdoppelbrechung. Vier beliebig orientierte und für die verschiedenen Farben anders gelegene Windungsachsen mit zirkularen Schwingungszuständen.

b) Monoklines System.

Morphologisch: Drei ungleich lange Achsen *a*, *b*, *c*; *b* senkrecht auf der Ebene (*a*, *c*); *a* schief gegen *c*.

Optisch durchsichtige Kristalle: Indikatrix ein dreiachsiges Ellipsoid (n_α, n_β, n_γ), so gelegen, daß eine Hauptachse für alle Farben mit *b* zusammenfällt, die beiden anderen Hauptachsen also senkrecht zueinander in der Ebene (*a*, *c*) liegen und ihre Richtung daselbst mit der Lichtart sich ändert. Lineare Schwingungszustände; für alle Fortpflanzungsrichtungen n, die in der Ebene (*a*, *c*) liegen, schwingt die eine Welle parallel (*a*, *c*), die andere Welle senkrecht (*a*, *c*), also parallel *b*. Drei aufeinander senkrechte Richtungen der Hauptdoppelbrechungen, eine davon in Richtung *b*. Die beiden optischen Achsen verändern ihre Lage mit der Lichtart. Sie liegen (Fig. 180) entweder in der Ebene (*a*, *c*);

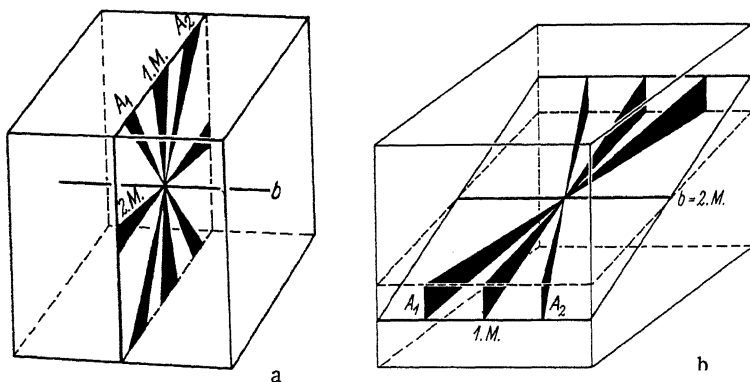



Fig. 180. Verschiedener Charakter der Dispersion der optischen Achsen und ihrer Ebene in monoklinen Kristallen.

Entweder a) „Geneigte“ Dispersion der optischen Achsen; keine Dispersion der Achsenebene; *b* optische Normale; beide Mittellinien in (*a*, *c*) und gleich dispergiert; die optischen Achsen A_1 und A_2 verschieden stark dispergiert.

oder b) „Horizontale“ und „gekreuzte“ Dispersion der Achsenebene: horizontale Dispersion um die in (*a*, *c*) liegende, selbst dispergierte Mittellinie; gekreuzte Dispersion um die für alle Farben mit der kristallographischen *b*-Achse zusammenfallende Mittellinie; die optischen Achsen A_1, A_2 gleich stark dispergiert.

dann ist *b* optische Normale und es findet sich sogenannte geneigte Dispersion an den Schnitten senkrecht zu beiden Mittellinien; oder es liegen die optischen Achsen symmetrisch in Normalebenen zu (*a*, *c*); dann herrscht horizontale Dispersion um die Mittellinie in (*a*, *c*), gekreuzte Dispersion um die Mittellinie parallel zu *b*. Dabei kommt an sich nicht in Betracht, ob es sich jeweils um die erste oder zweite Mittellinie handelt, denn das ist lediglich eine Angelegenheit der Winkelgröße der optischen Achsen, nicht ihrer Dispersion für verschiedene Farben.

Optisch absorbierende Kristalle: Indikatrix für *n* und für *k* je eine dreiachsige Fläche; eine Hauptachse der *n*-Indikatrix wie der *k*-Indikatrix fällt für alle Farben mit der *b*-Achse zusammen; die beiden anderen Hauptachsen von *n* und *k* liegen schief zueinander in der Ebene (*a*, *c*). Die *n*-Hauptachsen fallen dort mit den *k*-Hauptachsen nicht zusammen. Die Ebene (*a*, *c*) ist eine Symmetrieebene für die Indikatrixflächen. Schwingungszustände im allgemeinen elliptisch; für alle Fortpflanzungsrichtungen n, die in der Ebene (*a*, *c*) liegen, schwingt die eine Welle linear und parallel zu (*a*, *c*), die andere Welle linear und senkrecht zu (*a*, *c*), also parallel *b*. Eine Hauptdoppelbrechung gleichzeitig für *n* und für *k* in Richtung der *b*-Achse, sonst keine gleichen Richtungen der Hauptdoppelbrechungen für *n* und *k*. Vier Windungsachsen, sämtlich außerhalb der Ebene (*a*, *c*) und symmetrisch zu ihr angeordnet, nach der Lichtart dispergiert, mit zirkularen Schwingungszuständen.

c) Rhombisches System.

Morphologisch: Drei senkrecht aufeinander stehende gleich lange Achsen *a*, *b*, *c*.

Optisch durchsichtige Kristalle: Indikatrix ein dreiachsiges Ellipsoid, so gelegen, daß n_α, n_β, n_γ je einer kristallographischen Hauptachse parallel sind; keine Abhängigkeit dieser Lagen von der Lichtart. Schwingungszustände linear; für alle Fortpflanzungsrichtungen n in einer der drei kristallographischen Hauptebenen schwingt die eine Welle parallel zu der Hauptebene, die andere Welle senkrecht zu ihr. Drei Hauptdoppelbrechungen in Richtungen der kristallographischen Achsen. Die optischen Achsen wechseln ihre Lage mit der Lichtart, liegen aber stets in einer der kristallographischen Hauptebenen und symmetrisch zu den kristallographischen Hauptachsen. Sie können für verschiedene Lichtarten in verschiedenen kristallographischen Hauptebenen liegen.

Optisch absorbierende Kristalle: Indikatrix für *n* und für *k* je eine dreiachsige Fläche, wenig bis mäßig von der Ellipsoidgestalt abweichend, die drei Hauptachsen für alle Farben mit den kristallographischen Hauptachsen zusammenfallend. Die kristallographischen Hauptebenen sind

Symmetrieebenen der Indikatrixflächen. Schwingungszustände im allgemeinen elliptisch; für alle Fortpflanzungsrichtungen $\mathfrak{n}$ innerhalb der drei kristallographischen Hauptebenen aber schwingt die eine Welle linear und parallel zu der Hauptebene, die andere linear und senkrecht dazu. Die Richtungen der kristallographischen Hauptachsen sind gleichzeitig solche der Hauptdoppelbrechung für n und für k zugleich. Vier Windungsachsen außerhalb der kristallographischen Hauptebenen, symmetrisch zu ihnen liegend, nach der Lichtart dispergiert, mit links bzw. rechts zirkularen Schwingungszuständen.

2. Dimetrische Gruppe: Optisch einachsige Kristalle.

d) Trigonales, Tetragonales, Hexagonales System.

Morphologisch: Wirteliges Achsenkreuz; c bevorzugte Achse.

Optisch durchsichtige Kristalle: Indikatrix ein Rotationsellipsoid; ε parallel c und Rotationsachse, zugleich optische Achse für sämtliche Lichtarten. Schwingungszustände linear; für alle Fortpflanzungsrichtungen $\mathfrak{n}$ schwingt die ordentliche Welle (ω) senkrecht zum Hauptschnitt, senkrecht zur Ebene ($\mathfrak{n}$, c), die außerordentliche Welle (n_e) parallel zum Hauptschnitt, parallel zur Ebene ($\mathfrak{n}$, c). Alle Richtungen senkrecht c sind solche der Hauptdoppelbrechung.

Optisch absorbierende Kristalle: Indikatrix für n und für k je eine Rotationsfläche, nur wenig bis mäßig vom Rotationsellipsoid abweichend. Die Rotationsachse parallel c. Die Richtung c ist optische Achse für alle Lichtarten. Schwingungszustände linear, in Richtung der optischen Achse beliebig. Orientierung der Schwingungsrichtungen wie bei durchsichtigen Kristallen. Jede auf c senkrechte Richtung ist solche der Hauptdoppelbrechung für n und für k.

3. Reguläres System: Optisch isotrope Kristalle.

Morphologisch: Drei gleichlange, aufeinander senkrechte Achsen.

Optisch: Indikatrix für n und für k Kugeln; keine Polarisation und keine Doppelbrechung.

4. Optisch aktive Kristalle.

Die optisch aktiven durchsichtigen und absorbierenden Kristalle gliedern sich in das vorstehende Schema ein. Entsprechend der Symmetrie des optischen Vorganges kann Drehungsvermögen nur bei Kristallen auftreten, die Symmetriegruppen mit gewendeten Formen angehören, also außer Deckbewegungsachsen kein anderes Symmetrieelement aufweisen. Es sind das die folgenden 11 Symmetriegruppen: 2, 5, 8, 11, 13,

17, 19, 24, 26, 30, 32. Die Bildung einer gewendeten Form ist zwar notwendige Voraussetzung, aber nicht die einzige Bedingung für das Zustandekommen des Drehungsvermögens. Es gibt also in den genannten Symmetriegruppen auch viele Materialien, welche kein Drehungsvermögen zeigen. Entsprechend gibt es andererseits Kristalle mit linkem und solche mit rechtem Drehungsvermögen bei derselben Substanz. Es wird rein nur in Richtungen der Isotropie beobachtet, also bei zweiachsigen und einachsigen Kristallen in Richtung der optischen Achsen, bei isotropen Kristallen in jeder Richtung.

D. Das Polarisationsmikroskop.

1. Einrichtung des Mikroskops.

Das Polarisationsmikroskop (Fig. 181 a und b) besteht aus einem gewöhnlichen Mikroskop, das mit Vorrichtungen zur Polarisation des Lichtes und zur Analyse des polarisierten Lichtes versehen ist.

Das Objektiv erzeugt bei richtiger Einstellung des Tubus von dem auf dem Mikroskoptisch liegenden Objekt ein $v_1$mal vergrößertes reelles Bild in der Blendenebene des Okulars. Dieses Bild wird mittels des Okulars wie durch eine Lupe nochmals $v_2$mal vergrößert. Die Gesamtvergrößerung ist also $V = v_1 v_2$. Von den beiden Teilvergrößerungen v_1 und v_2 ist nur die erstere eine absolute, die zweite relativ; sie wird berechnet, indem man die Zahl 250 durch die Okularbrennweite in Millimetern dividiert. V ist dann die scheinbare Größe des Objektes ohne optisches Instrument in einer Entfernung von 250 mm vom Auge, verglichen mit der scheinbaren Größe, wie sie durch das Instrument gesehen wird. Die Zahl 250 mißt also nicht, wie so häufig zu lesen, die Bildweite, sondern die Vergleichsobjektweite ohne Instrument. Die Bildweite soll für einen Normalsichtigen unendlich sein, d. h. er soll mit entspanntem Auge beobachten.

Die Scharfstellung (Fokusierung) des Bildes erfolgt bei schwacher Vergrößerung durch Zahntriebbewegung des Tubus; bei stärkeren Vergrößerungen dient dazu eine Mikrometereinrichtung.

Die Objektive nehmen vom Objekt verschieden weit geöffnete Strahlenbündel auf, die schwächeren schmale, die stärkeren weit geöffnete. Bezeichnet man den Brechungsindex des Mediums, das sich zwischen Objektiv und Objekt befindet, mit n, den halben Öffnungswinkel des aufgenommenen Strahlenkegels mit α (Fig. 182), so heißt das Produkt $n \sin \alpha = A$ die numerische Apertur des Objektivs. Stets ist A kleiner als n. Für Trockensysteme ist also $A < 1$, für Wasser-

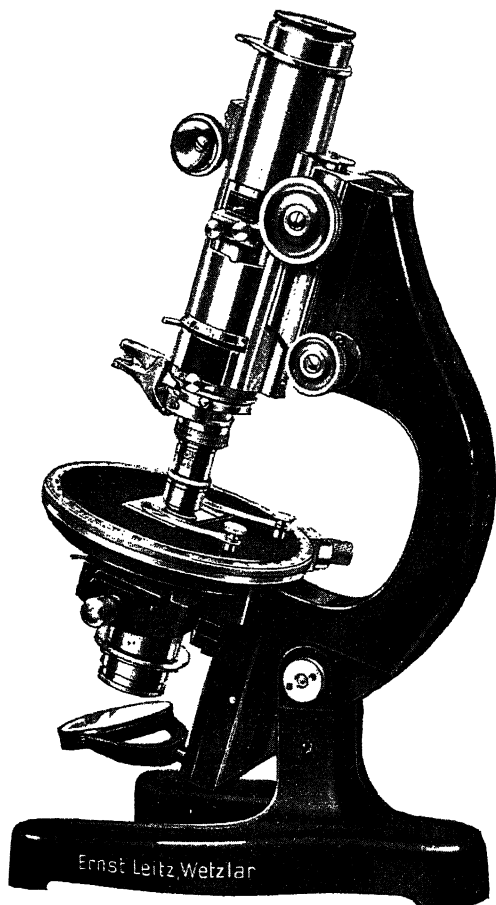



Fig. 181a. Polarisationsmikroskop. Stativ, vornehmlich für mineralogisch-petrographische und chemische Studien.

immersionen $A < 1{,}33$, für Zedernholzölimmersionen $A < 1{,}515$. Die Helligkeit des mikroskopischen Bildes ist proportional zu $\left(\frac{A}{V}\right)^2$.

Nach ihrem Korrektionszustand teilt man gemäß altem Brauch die Objektive ein in Achromate, Fluoritsysteme und Apochromate. Für die messende Polarisationsmikroskopie kommen vornehmlich die Achromate in Frage. Die beiden anderen Systemtypen enthalten als

Linsenmaterial Flußspat; er ist nur selten frei von anomaler Doppelbrechung. Man verwendet diese Objektive wegen ihrer außerordentlich guten Korrektion mit Vorteil zur Beobachtung feinster Strukturen, aber wegen der genannten Eigenschaft des Flußspates sind sie für Messungen im polarisierten Licht weniger geeignet. Tab. 3 gibt als Beispiel eine

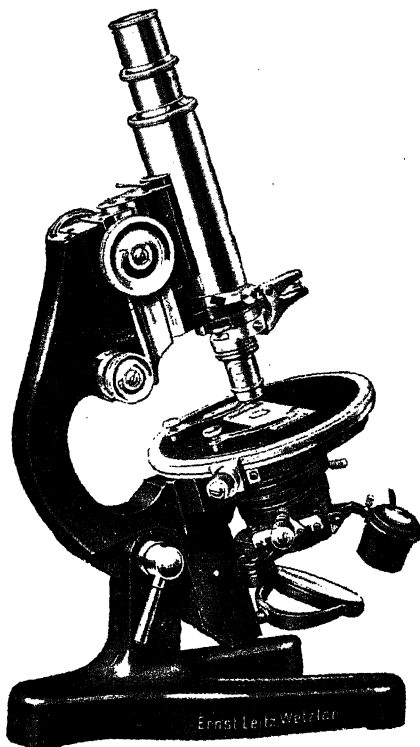



Fig. 181 b. Polarisationsmikroskop. Stativ, vornehmlich für biologische Studien.

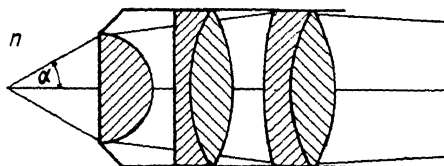



Fig. 182. Numerische Apertur des Objektivs = $n \sin \alpha$.

Übersicht über die hauptsächlich für polarisationsmikroskopische Beobachtungen und Messungen in Frage kommenden Objektive aus den Katalogen der Optischen Werke E. Leitz, Wetzlar.

Tabelle 3.

Achromate
(für 170 mm mechanische Tubuslänge[1]) korrigiert).

	Bezeichnung	Eigenvergrößerung	Num. Apertur	Freier Objektabstand mm	konoskopischer Winkel Grad		Gegen geringe Abweichungen von der Deckglasdicke 0,16 bis 0,18 mm	Bemerkungen
Trockensysteme	1*	2,7	0,08	40	9	in Luft	unempfindlich	nur f. Stative m. kleinem Sehfeld ausreichend.
	1	3,2	0,12	34,5	14		unempfindlich	Objektive für Übersichtsbeobachtungen (1, 1 b, 2)
	1 b	4,3	0,15	27	17		unempfindlich	
	2	6	0,20	16	23		unempfindlich	
	3	10	0,25	5,8	29		unempfindlich	am häufigsten gebrauchte Objektive für orthoskopische Beobachtungen (3, 4)
	4	20	0,45	2,0	53		kaum empfindlich	
	5	30	0,65	0,75	81		wenig empfindlich	f. orthoskop. Beobachtungen gegenüber 6 überlegen durch größeren Arbeitsabstand, erhöhte Bildschärfe und größere Unempfindlichkeit gegen Deckglasdicke. (5, 6 L)
	6 L	45	0,65	0,60	81		wenig empfindlich	
	6	45	0,85	0,32	116		empfindlich	
	7	62	0,85	0,28	116		empfindlich	f. orthoskop. Beobachtg. wegen der Korrektionsfg. gegenüber 7 vorzuziehen. (7 Korr.)
	7 Korr.	62	0,85	0,28	116		mit Korrekt.-Fassung verseh.	
Wasser-Immers.	1/7 W	50	1,00	0,40	98	in Wasser	wenig empfindlich	gegenüber den gleichstarken Trockensystemen an Bildschärfe u. Apertur überlegen. (1/7 W, 10)
	10	90	1,20	0,10	130		mäßig empfindlich	
Öl-Immersionen	16 mm	10	0,25	0,65	19	in Zedernöl	unempfindlich	
	8 „	22	0,65	0,45	47		unempfindlich	besonders lichtstark u. scharf zeichnendes Objektiv.
	1/12	100	1,30	0,11	119		unempfindlich	gegenüber d. stärksten Trockensystemen an Bildschärfe, Apert. u. Vergrößerung überlegen.

Die häufigst benutzten Fluoritsysteme
(für 170 mm mechanische Tubuslänge[1]) korrigiert)

Öl-Immersionen	1/7a	54	0,95	0,20	78	in Zedernöl	unempfindlich	wegen der Fluoritlinsen zu Messungen nicht zu verwenden, dagegen für Beobachtungen u. Mikrophotographie durch vorzügliche Bildschärfe ausgezeichnet.
	1/10a	70	1,30	0,18	118		unempfindlich	
	1/12a	95	1,32	0,11	122		unempfindlich	
	1/16a	114	1,32	0,08	122		unempfindlich	

Um das Objekt mit einem Strahlenkegel von solcher Öffnung beleuchten zu können, wie dies der Apertur des Objektivs entspricht, befindet sich unterhalb des Mikroskoptisches der sogenannte Beleuchtungsapparat (Fig. 183). Er besteht in der Regel aus einem neigbaren und seitlich schwenkbaren Spiegel, dessen eine Seite als Planspiegel, dessen andere Seite als Hohlspiegel ausgebildet ist, einer fest in den Strahlengang eingebauten Kollektorlinse und einem darüber ein- und ausschaltbaren mehrlinsigen Kondensor. Für die schwächeren Objektive reicht die Kollektorlinse allein zur Erfüllung der Apertur dieser Objektive aus; bei den stärkeren Systemen muß mittels des seitlich am Beleuchtungsapparat angebrachten Knopfes durch eine kleine Drehung der Kondensor hinzugeschaltet werden, wenn man die ganze Apertur dieser Objektive mit Licht erfüllen will. Der Beleuchtungsapparat ist als Ganzes durch eine Zahntriebbewegung in der Höhe einstellbar.

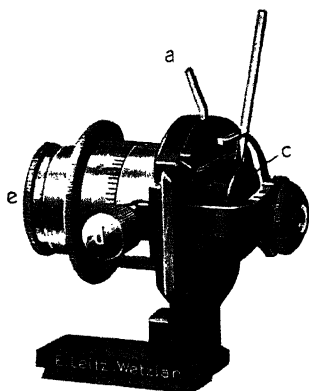



Fig. 183. Beleuchtungsapparat mit Kollektorlinse, zwei Irisblenden (c und *e*), ausschaltbarem Polarisator und ausschaltbarem Kondensor.

Um die Schwingungsrichtungen in optisch-anisotropen Objekten in ein beliebiges Azimut gegen die Schwingungsrichtung des Polarisators orientieren zu können, besitzt das Polarisationsmikroskop einen drehbaren Objekttisch mit Gradteilung und Ablesung der Stellung durch Index oder Nonius. Die Dreh-

[1]) Die mechanische Tubuslänge zählt von der Anschraubfläche der Objektive bis zum oberen Tubusende.

barkeit des Tisches erfordert, daß die Mikroskopobjektive mit ihrer Achse genau auf die Drehachse des Tisches einzentriert sein müssen.

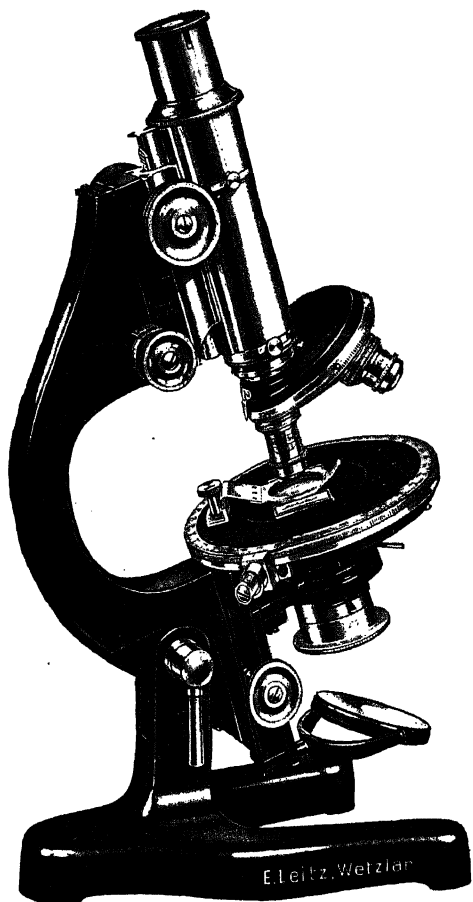



Fig. 184. Polarisationsmikroskop mit Revolver und Sonderzentrierung für jedes Objektiv.

Hierfür sind die Objektive am Tubus zentrierbar eingerichtet. Die Stative der meisten Firmen besitzen jetzt eine mechanisch so ausgebildete Objektivwechsel- und -zentriervorrichtung, daß beim Austausch der Objektive, wenn sie einmal richtig auszentriert worden

sind, ein Nachzentrieren nicht mehr nötig ist. Fig. 184 zeigt ein mit Revolver ausgestattetes Polarisationsmikroskop, bei dem jedes Objektiv für sich Sonderzentrierung besitzt.

2. Polarisationseinrichtungen am Mikroskop.

Die polarisierende Vorrichtung, der sogenannte Polarisator, ist zwischen Spiegel und Kollektorlinse im Beleuchtungsapparat untergebracht. Seine Wirkungsweise ist nach den in Kapitel A gegebenen kristalloptischen Grundlagen leicht wie folgt verständlich: In einem anisotropen Kristall sind die beiden in einer Richtung fortschreitenden

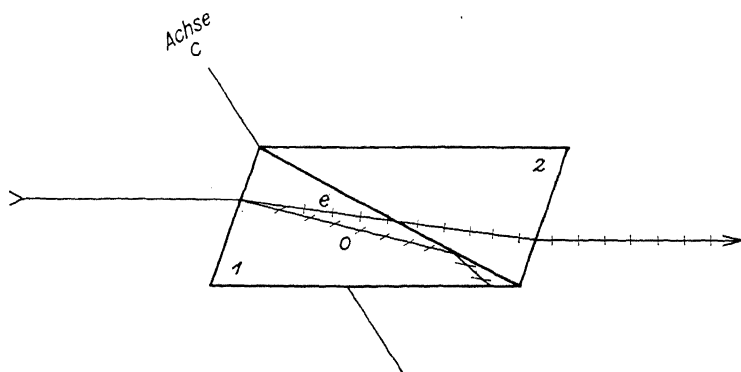



Fig. 185. Nicol. *o*: ordentliche Welle, senkrecht zum Hauptschnitt des Prismas schwingend; sie wird an der Kittschicht total reflektiert. *e*: außerordentliche Welle, parallel zum Hauptschnitt des Prismas schwingend. Der Hauptschnitt enthält die optische und kristallographische Achse *c* des Kalkspats.

Wellen senkrecht zueinander polarisiert. Gelingt es, eine von ihnen am Austritt aus dem Kristall zu verhindern, so muß das verbleibende Licht vollständig linear polarisiert sein. Diese Aufgabe hat zuerst W. Nicol (1828) in genialer Weise gelöst: Die Tatsache beachtend, daß die beiden Wellen im Kristall ungleich große Brechungsindices haben, beseitigte er die eine durch Totalreflexion mittels eines einfachen Kunstgriffes; er durchschnitt ein natürliches Kalkspatrhomboeder entlang seiner kleineren Diagonalfläche und kittete beide Teile mittels Canadabalsam wieder in der ursprünglichen Lage zusammen. Damit ist der Polarisator fertig (Fig. 185): Aus einer auf das Teilstück 1 einfallenden Welle gewöhnlichen Lichtes entstehen in diesem Teil zwei linear und senkrecht zueinander polarisierte Wellen, eine ordentliche und eine außerordentliche. Die erstere hat einen weit höheren Brechungsindex als der Canadabalsam.

Wenn daher die Kittfläche hinreichend stark gegen das einfallende Licht geneigt ist, wird die ordentliche Welle an der Kittschicht total reflektiert, sie tritt also nicht in den Teil 2 über. Der Brechungsindex der außerordentlichen Welle dagegen unterscheidet sich nur wenig von dem des Canadabalsams, daher gelangt diese Welle durch die Kittschicht hindurch in das zweite Teilstück, verläuft hier als außerordentliche Welle weiter und tritt schließlich als linear polarisiertes Licht in Luft aus. Im zweiten Teilstück kann die andere, nämlich die ordentliche Welle (ideal genommen) nicht entstehen, weil deren Schwingungsrichtung ja senkrecht zu der der außerordentlichen Welle liegt, also durch die Schwingungen der außerordentlichen Welle nicht angeregt werden kann. Die erörterte Einrichtung, ein sogenanntes Nicol, liefert also aus gewöhnlichem Licht linear polarisiertes, und zwar geschieht dies mit etwas mehr als 50% Lichtverlust.

Der Polarisationszustand des Lichtes, wie es von einem solchen Nicol geliefert wird, hat noch einige Mängel: Zunächst entsteht im zweiten Teilstück des Prismas dennoch eine ordentliche Welle, wenngleich ihre Intensität im Vergleich zu der der außerordentlichen sehr schwach ist; denn die Schwingungsrichtung der aus dem ersten Teilstück kommenden außerordentlichen Welle wird bei ihrem Durchgang durch die Balsamschicht ein wenig im Azimut gedreht, weil ihr Brechungsindex mit dem des Balsams nicht genau übereinstimmt; es steht also die Schwingungsrichtung der außerordentlichen Welle bei ihrem Eintritt in das zweite Teilstück des Prismas nicht mehr ganz senkrecht auf der dort für die ordentliche Welle möglichen Schwingungsrichtung, es wird daher diese Welle dort ebenfalls, wenn auch schwach, angeregt. Das aus dem Prisma

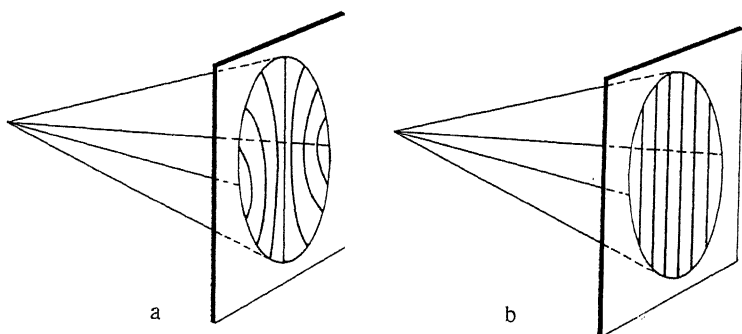



Fig. 186. a) Polarisationszustand in einem ebenen Querschnitt durch eine aus einem Nicol austretende Kugelwelle: Die Schwingungsrichtungen liegen verschieden orientiert. b) „Normalpolarisiertes“ Feld: Die Schwingungsrichtungen in einem ebenen Querschnitt durch die Kugelwellen liegen sämtlich parallel.

austretende Licht ist also nur sehr überwiegend, aber nicht vollständig linear polarisiert. Dieser Fehler kann durch Anwendung andererMaterialien als Canadabalsam für die Kittung wesentlich verringert werden (Leinöl). Ferner liegen in einem weit geöffneten Strahlenkegel, der aus dem Nicol austritt, in einer ihn durchschneidenden Fläche die Schwingungsrichtungen nicht sämtlich parallel (Fig. 186a), vielmehr in den einzelnen Teilen des Feldes zueinander geneigt. Den Idealfall der Fig. 186b nennt man ein normalpolarisiertes Feld. Ein Nicol zeigt demgegenüber erhebliche Abweichungen. Man verwendet deshalb heute eigentliche Nicols nur noch selten als Polarisatoren, sondern lieber Prismen, die in

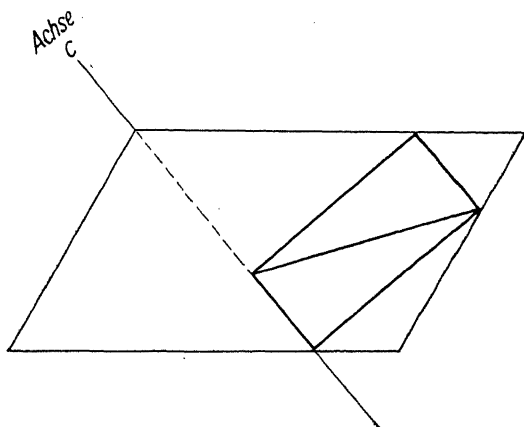



Fig. 187. Schnittlage eines sog. normalpolarisierenden Prismas in einem Kalkspatrhomboeder.

anderer Orientierung als oben geschildert, aus einem Kalkspatrhomboeder herausgeschnitten sind (Fig. 187). Man ersieht, daß bei einem solchen Schnitt zwar der Verbrauch an Kalkspat ein erheblich größerer ist als beim eigentlichen Nicol. Es haben diese Prismen aber den Vorteil, daß sie, wenngleich auch nicht völlig, so doch ein nahezu normal polarisiertes Feld liefern. Man unterscheidet unter diesen Prismen mehrere Abarten.

Damit die ordentliche Welle im ersten Teilstück des Polarisatorprismas auch noch innerhalb größerer Öffnungswinkel Totalreflexion an der Kittschicht erleidet, muß diese hinreichend stark gegen die Längsachse des Prismas geneigt sein; dementsprechend wird das Prisma mehrmals länger als breit. Um es möglichst zu verkürzen und damit einen bequemeren Einbau in das Mikroskop zu ermöglichen, benutzt man vielfach Prismen mit zwei oder mehreren Kittschichten (sogenannte

Ahrensprismen). Das Prisma *b* in Fig. 188 hat bei gleicher Neigung der Kittflächen nur halbe Baulänge des Prismas *a*.

Die analysierende Vorrichtung, der sogenannte Analysator, besteht aus einem Polarisationsprisma gleicher Art wie der Polarisator. Mit Vorteil benutzt man auch hier nur sogenannte normal polarisierende Prismen. Der Analysator wird entweder auf das Okular aufgesetzt (Aufsatzanalysator); man hat dann aber, namentlich bei stärkeren Okularen, Schwierigkeiten, das ganze Sehfeld im Mikroskop zu übersehen, weil man es wie durch ein Schlüsselloch betrachten muß. Daher ist vorzuziehen, den Analysator als Tubusanalysator ein- und ausschaltbar oberhalb des Objektivs in den Tubus einzubauen (Fig. 181 a und b, 184). Dort behindert er die Beobachtung des mikroskopischen Sehfeldes nicht. Es treten dafür aber andere Störungen ein. Beim Ein- und Ausschalten des Analysators verlagert sich nämlich das reelle Zwischenbild des Objektes im Tubus gegen die Fokalebene des Okulars, so daß es jedesmal beim Ein- und Ausschalten des Analysators einer Nachfokusierung des Mikroskops bedarf. Eine Korrektionslinse über dem Analysator, mit diesem ein- und ausschaltbar verbunden, mildert diesen Fehler, beseitigt ihn aber nicht vollständig; denn bei eingeschaltetem Analysator wird der Strahlengang zufolge der eigentümlichen Brechungsverhältnisse der außerordentlichen Strahlen im Kalkspat astigmatisch. Wenngleich man diesen Nachteil nur bei Anwendung stärkerer Okulare deutlich merkt (Fig. 197), wirkt er sich um so mehr bei schwachen und mittleren Okularen aus, nämlich dann, wenn das Auge noch fähig ist, die astigmatische Differenz durch Akkommodation zu überbrücken; der Beobachter wechselt dann erzwungenerweise die Akkommodation fortwährend bei Beobachtung der Bildeinzelheiten und wird hierdurch ermüdet. Es lassen sich die genannten Mängel des Tubusanalysators aber vollkommen durch Verwendung eines anastigmatischen Tubusanalysators beseitigen. Hierbei werden die Lichtstrahlen, die von einem Objektpunkte im Präparat herkommen und das Objektiv passiert haben, vor Eintritt in den Analysator durch eine negative Linse telezentrisch (parallelstrahlig) gemacht (Fig. 189), und als solches Bündel passieren dieselben das Prisma, um dann durch eine positive Zusatzlinse wieder nach der ursprünglichen

Fig. 188.
a) Prisma nach Glan-Thompson.
b) Prisma nach Ahrens.

Konvergenzstelle in der Bildebene des Okulars gebrochen zu werden. Das optische Zusatzsystem, bestehend aus Negativ- und Positivlinse, bewirkt, wenn richtig berechnet, nicht nur eine völlige Beseitigung der Fokusdifferenz beim Ein- und Ausschalten des Analysators, sondern auch eine solche des Astigmatismus. Es kann entweder mit dem Prisma

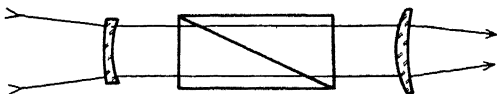



Fig. 189. Schema des Strahlengangs in einem anastigmatischen Tubusanalysator: Telezentrischer Strahlengang im Prisma für die abbildenden Büschel.

ein- und ausschaltbar fest verbunden werden, was aber den Nachteil hat, daß beim Ein- und Ausschalten des Analysators ein Vergrößerungswechsel entsteht, oder es wird, wie jetzt allgemeiner üblich, von vornherein fest in den Tubus eingebaut.

Zur Anwendung weiterer analysierender Hilfsmittel enthält der Tubus über dem Objektiv einen Schlitz zur Einführung sogenannter Kompensatoren, über deren Bedeutung im methodischen Teil nähere Ausführungen folgen werden.

3. Orthoskopische und konoskopische Beobachtungen.

Im Tubus des Polarisationsmikroskops ist in der Regel noch die zwischen Tubusanalysator und Okular ein- und ausschaltbare Amici-Bertrand'sche Hilfslinse (Fig. 181a und 184). Sie hat folgenden Zweck: Den einzelnen Strahlen eines Kegels, welcher seinen Scheitel im Objekt hat (Fig. 190a), entspricht bei optisch anisotropen Objekten, von Richtung zu Richtung wechselnd, ein anderes optisches Verhalten. In der Bildebene des Okulars, wo alle Strahlen eines solchen Kegels sich durchkreuzen, sieht man also einen Summationseffekt des optischen Verhaltens im ganzen Kegel. Faßt man in der Objektebene immer nur die Strahlen gleicher Richtung zu einem Strahlenbündel zusammen, so wird jedes dieser Bündel zu einem Brennpunkt in der oberen Fokalebene des Objektivs vereint (Fig. 190b). Wenn man daher diese obere Brennfläche des Objektivs betrachtet, was einfach durch Herausziehen des Okulars aus dem Tubus erfolgen kann, so wirkt sich dort das mit der Richtung unterschiedliche Verhalten eines Kristalls nicht als Überlagerungseffekt aus, sondern es werden die Strahlenkegel, die von den verschiedenen Stellen des Objekts ausgehen, in der oberen Brennfläche des Objektivs nach den einzelnen Richtungen der in ihnen enthaltenen Strahlen analysiert und diese Richtungen nebeneinander dargestellt. Die

Amici-Bertrand'sche Linse erlaubt es nun, in bequemer Art auch ohne Herausziehen des Okulars aus dem Tubus die hintere Brennfläche des Objektivs zu betrachten. Diese Hilfslinse bildet mit dem Okular zusammen ein schwach vergrößerndes Mikroskop, welches die obere Brennfläche des Objektivs in der Bildebene des Okulars abbildet, so daß dort die den verschiedenen Richtungen im Objekt entsprechenden optischen Erscheinungen nebeneinander gesehen werden. Damit die Fokusierung des Hilfsmikroskops zur oberen Brennfläche des Objektivs immer möglich wird, ist die Amici-Bertrand'sche Hilfslinse bei vollkommeneren Stativen in Richtung der Mikroskopachse durch eine besondere Zahntriebbewegung oder durch Gleit-

Bildebene des Okulars

a

Fig. 190. Aufspaltung der vom Objekt ausgehenden Wellen nach Kugelwellen mit bildseitiger Konvergenz in der Brennebene des Okulars (*a*, orthoskopische Beobachtung) oder nach ebenen Wellen (parallelstrahligen Bündeln) mit bildseitiger Konvergenz in der Brennfläche des Objektivs (*b*, konoskopische Beobachtung).

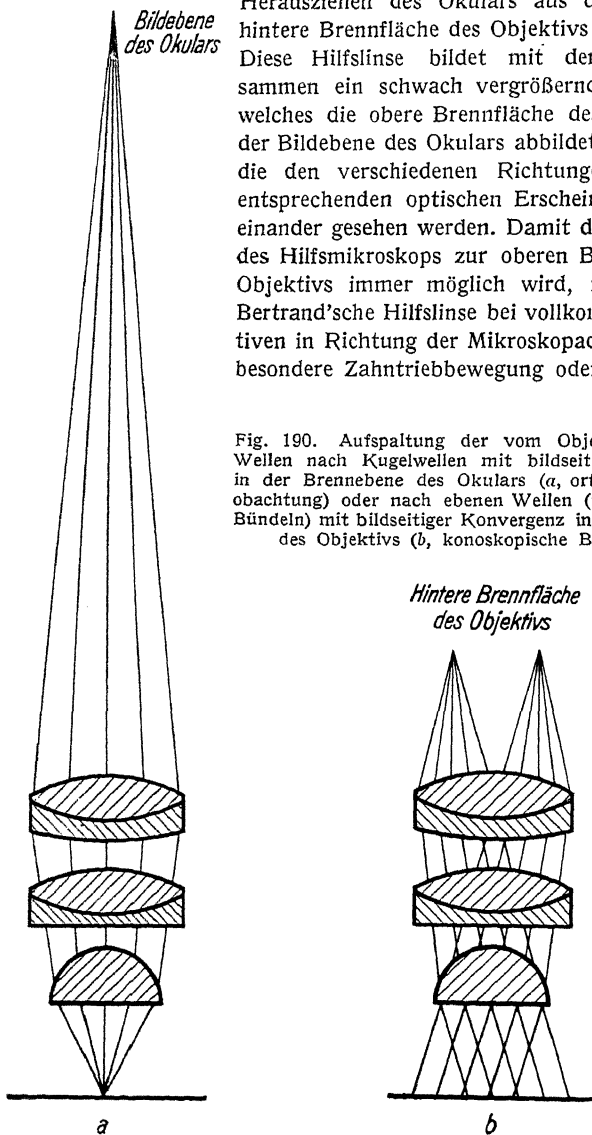
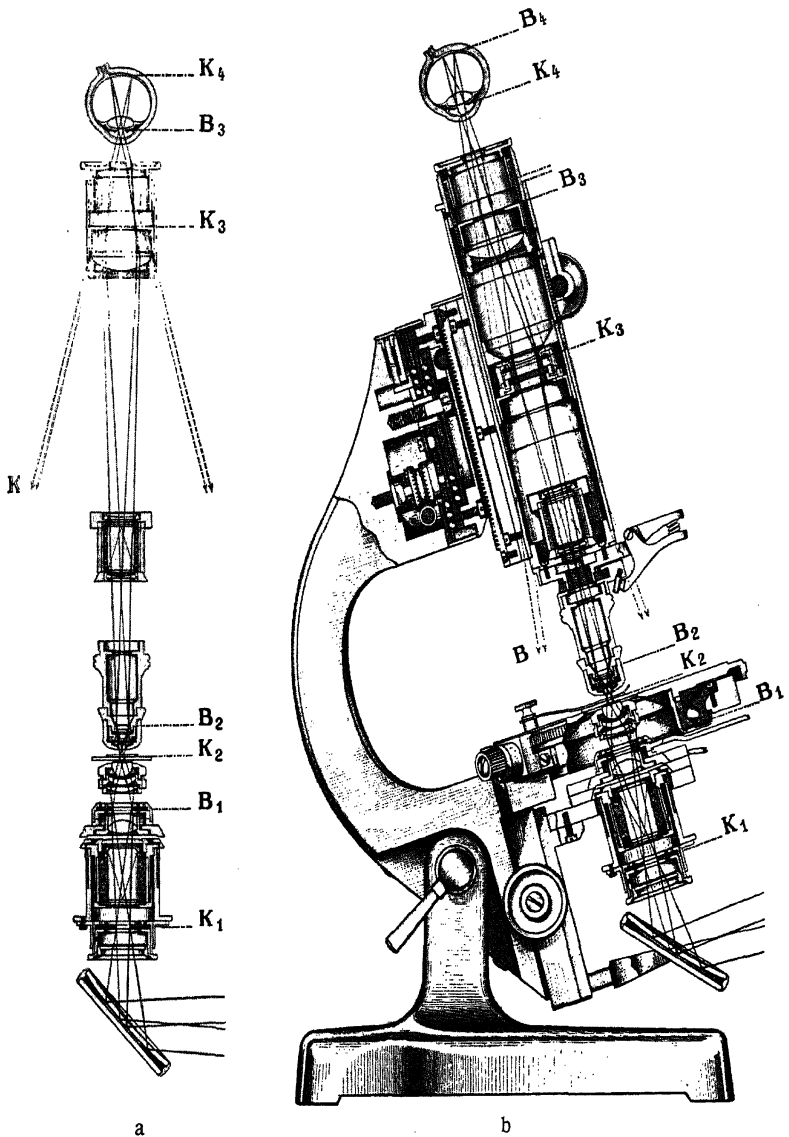



Fig. 191. Orthoskopischer (a) und konoskopischer (b) Strahlengang im Polarisationsmikroskop. Die mit *K* bezeichneten Ebenen sind zueinander konjugiert, ebenso die mit *B* bezeichneten Ebenen.

bewegung einstellbar. Ist eine solche Möglichkeit der Fokusierung nicht vorhanden, sondern die Hilfslinse in fester Höhe im Tubus eingebaut, so wird sie nur in Verbindung mit einem oder zwei speziellen Okularen brauchbar, für die ihre Lage gerade abgestimmt ist.

Wird die Amici-Bertrand'sche Hilfslinse nicht in den Tubus eingeschaltet, beobachtet man also wie im gewöhnlichen Mikroskop, so heißt die Beobachtung orthoskopisch, bei Benutzung der erwähnten Linse konoskopisch. Fig. 191 stellt den typischen Strahlengang im Mikroskop für beide Fälle dar. In den mit K bezeichneten Ebenen liegt die Kristallplatte bzw. ihr Bild, in den mit B bezeichneten schneiden sich alle Strahlen, welche das Objekt in K_2 genau parallel durchsetzen, je in einem Punkt. Es sind also die B-Ebenen diejenigen, welche man bei Einschaltung der Amici-Bertrand'schen Hilfslinse sieht. Bei orthoskopischer Beobachtung ist die Netzhaut des Auges eine K-Fläche, ebenso die Bildebene im Okular; bei konoskopischer Beobachtung sind beide B-Flächen. Die Ausdehnung des Objektfeldes begrenzt man durch Blenden in einer K-Ebene, die Apertur der Strahlenkegel durch Blenden in einer B-Ebene. Zu dem Zweck sind im Mikroskop an verschiedenen Stellen Blenden eingebaut, teils als Irisblenden mit regulierbarer Öffnung, teils als feste Blenden. Die wichtigsten dieser Blenden sind:

1. eine Irisblende unterhalb des Polarisators,
2. eine Irisblende zwischen Kollektorlinse und Kondensor im Beleuchtungsapparat,
3. eine Irisblende oder feste Blende an der Amici-Bertrand'schen Hilfslinse,
4. eine Irisblende oder feste Blende im Gesichtsfeld des Okulars.

Bei einfachen Stativmodellen sind in der Regel nur die unter 3 und 4 genannten festen Blenden vorhanden.

Fig. 181 b zeigt ein Polarisationsmikroskop mit exzentrisch verschiebbarer Irisblende im Beleuchtungsapparat (Typ eines besonders für biologische Untersuchungen geeigneten Polarisationsmikroskops).

Der Gebrauch der Blenden wird in den weiteren Abschnitten und im methodischen Teil näher erläutert werden.

4. Prüfung und Justierung des Mikroskops.

Zentrierung der Objektive. — Hierzu muß man ein Okular mit Fadenkreuz benutzen, zu dessen Scharfeinstellung die Augenlinse verschiebbar ist. Man fokusiert einen Objektpunkt, schiebt ihn in den Schnittpunkt der Okularfäden und beobachtet, ob er dort bei Drehung des Objekttisches verbleibt. Ist das nicht der Fall, so faßt man denjenigen Punkt des Gesichtsfeldes ins Auge, der bei der Drehung des

Objekttisches seine Lage im Gesichtsfeld nicht verändert und führt ihn mittels der Zentrierschrauben des Objektivs in den Schnittpunkt der Okularfäden (Fig. 192). Zur genauen Zentrierung wiederholt man diesen Vorgang ein- bis zweimal.

Fig. 192. Zentrierung des Objektivs: Der bei Drehung des Objekttisches seinen Platz im Gesichtsfeld wahrende Objektteil wird mittels der Zentrierschrauben in den Schnittpunkt der Okularfäden geführt.

Kreuzung der Nicols. — Für die im methodischen Teil zu beschreibenden Untersuchungsverfahren müssen die Nicols gekreuzt sein, d. h. ihre Schwingungsrichtungen sollen senkrecht zueinander stehen. Das Kriterium dafür ist die möglichste Verdunkelung des Gesichtsfeldes im Mikroskop. Bedeutet $\mathfrak{S}_P$ die Schwingungsrichtung des Polarisators, $\mathfrak{S}_A$ die des Analysators (Fig. 193), so ist die vom Analysator im Azimut τ durchgelassene Amplitude $A_A = A_P \cos\tau$, die vom Analysator durchgelassene Intensität $I_A = I_P \cos^2\tau$. Bei $\tau = 90^0$ herrscht theoretisch vollkommen Dunkelheit. Dann sind die Nicols gekreuzt. Geht man von dieser Stellung als Nullage aus, und bezeichnet den Winkel von $\mathfrak{S}_A$ gegen die gekreuzte Stellung zu $\mathfrak{S}_P$ mit σ, so ist $I_A = I_P \sin^2\sigma$ (Fig. 194).

Fig. 193. $\mathfrak{S}_P$: Schwingungsrichtung des Polarisators, $\mathfrak{S}_A$: Schwingungsrichtung des Analysators. Intensität: $I_A = I_P \cos^2\tau$.

Die Kreuzung der Nicols erfolgt am genauesten, wenn man alle Linsen des Mikroskops entfernt, also sowohl das Beleuchtungssystem, als auch das Objektiv, sowie das Okular, und dann den Glühfaden einer linsenlosen Lampe durch den Tubus über den Planspiegel hin anvisiert. Man prüft, ob der Glühfaden bei Einstellung des Polarisators und des Analysators auf ihre Nullmarken in der Mitte des Sehfeldes völlig verdunkelt erscheint. Ist das nicht der Fall, so muß die Stellung eines der Nicols korrigiert werden. Wegen der bereits Seite 90 geschilderten Verhältnisse ist eine völlige Verdunkelung des Glühfadens im ganzen Seh-

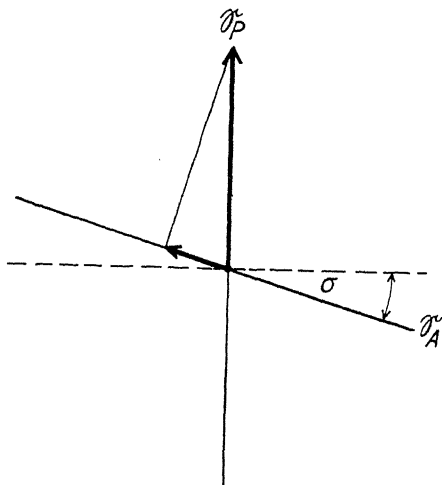



Fig. 194. σ: Abweichung des Analysators gegen die gekreuzte Lage zu $\mathfrak{S}_P$. Intensität: $I_A = I_P \sin^2 \sigma$.

feld gleichzeitig kaum erreichbar. Schaltet man hinterher die Linsen des Mikroskops wieder ein, so ist die Verdunkelung bei gekreuzten Nicols nie so vollkommen wie zuvor; die Ursachen dafür sind einmal Reflexionen innerhalb der Linsensysteme, vornehmlich aber die Tatsache, daß an den gekrümmten Flächen der Linsen die Schwingungsrichtung des durchgehenden Lichtes gedreht wird, und zwar um so mehr, je stärker gekrümmt die Linsen, d. h. je stärker die Objektive sind, ebenso bei Einschaltung des vollen Kondensors (vgl. F, 7, i). Dieser Mangel ist nicht zu beseitigen, aber zu verlangen, daß die zwischen den Nicols angeordneten Linsen, also das Beleuchtungssystem und das Objektiv, möglichst frei von Spannungsdoppelbrechung sind, da sonst bei genaueren Messungen

Fehler entstehen. Die entsprechende Prüfung ist in einem späteren Abschnitt bei Behandlung der Meßmethoden beschrieben (G, 4).

Aus Symmetriegründen wird man bezüglich der Schwingungsrichtung des Polarisators, vom Beobachter aus gesehen, entweder das

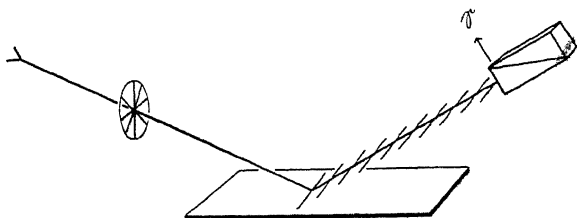



Fig. 195. Finden der Schwingungsrichtung eines Nicols: Bei Auslöschung von Reflexen an einer horizontalen Ebene verläuft die Schwingungsrichtung des Nicols vertikal.

horizontale oder das vertikale Azimut bevorzugen. Aus lichttechnischen Gründen sind aber nicht beide Azimute gleichberechtigt. Die höchste Lichtausbeute wird erzielt, wenn die Schwingungsrichtung des Polarisators, vom Beobachter im Mikroskop gesehen, von vorn nach hinten, die des Analysators also von links nach rechts verläuft.

Bestimmung der Schwingungsrichtung eines Nicols. — Man hält das Nicol dicht vor das Auge und beobachtet die Reflexion des Lichtes am Fußboden, an einer Holz- oder Glasplatte in einigen Metern Entfernung vom Fenster. Das reflektierte Licht ist teilweise polarisiert; seine Schwingungen verlaufen senkrecht zur Einfallsebene (Fig. 195). Dreht man also das Nicol bis zur Auslöschung von Reflexen am Boden bzw. auf der Tischplatte, so verläuft seine Schwingungsrichtung von oben nach unten.

Prüfung der Lage des Okularfadenkreuzes. — Das Fadenkreuz in den Okularen soll so liegen, daß je ein Faden parallel der Schwingungsrichtung eines der gekreuzten Nicols verläuft. Man prüft das auf folgende Weise:

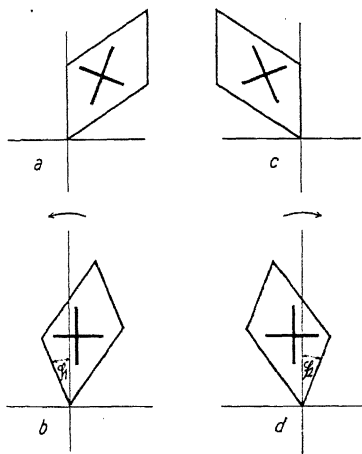



Fig. 196. Prüfung der Lage des vertikalen Okularfadens. Fehler: $\frac{1}{2}\,|\varphi_2 - \varphi_1|$.

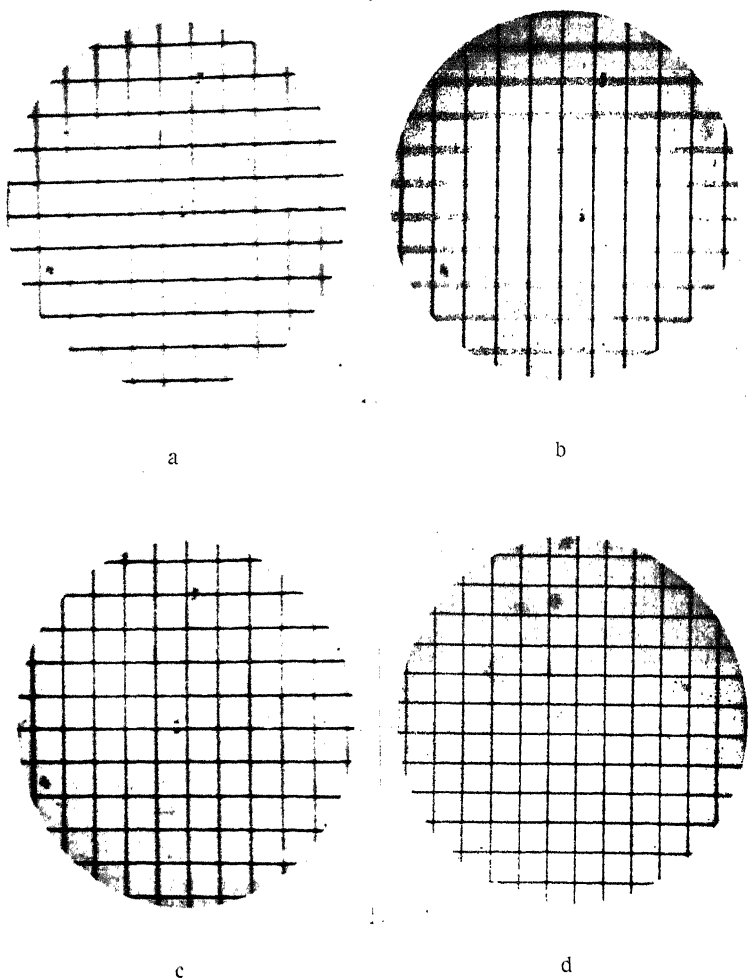



Fig. 197. Tubusanalysator mit astigmatischen Fehlern: Bei zwei verschiedenen Einstellungen des Tubus erscheinen nacheinander horizontale a) bzw. vertikale Elemente b) scharf. In einer mittleren Einstellung c) sieht man beide Elemente in gleichem Schärfegrad, aber unscharf. Die Aufnahmen a) bis c) sind mit einem Tubusanalysator mit sog. Korrektionslinse gemacht. Diese kann den Astigmatismus nicht beseitigen, sondern nur die Fokusdifferenz beim Ein- und Ausschalten des Analysators. Die Abbildung mit einem wirklich anastigmatischen Tubusanalysator ist unter d) dargestellt: Alle Elemente erscheinen gleichzeitig optimal scharf.

Als Objekt dient eine anisotrope Kristallplatte mit einer scharf markierten kristallographischen Richtung (Kante, Spaltriß, Zwillingsgrenze). Diese wird parallel einem Okularfaden gestellt (Fig. 196a). Nun dreht man den Objekttisch zwischen gekreuzten Nicols bis zur völligen Auslöschung des Kristalls (Fig. 196b). Der Drehungswinkel sei φ_1. Man klappt dann den Kristall auf dem Objekttisch um, so daß seine bisherige Oberseite nach unten zu liegen kommt, stellt die markante Richtung wieder parallel zu demselben Okularfaden (Fig. 196c) und dreht den Kristall in entgegengesetztem Sinne wie vorher bis zur völligen Auslöschung (Fig. 196d); der Drehungswinkel sei φ_2. Dann ist, ideale Nicolkreuzung vorausgesetzt, der Fehler in der Orientierung des Fadens gleich $\frac{1}{2} | \varphi_2 - \varphi_1 |$, und zwar in demselben Drehungssinne wie φ_2 gemessen wurde, wenn $\varphi_2 > \varphi_1$ ist, und in demselben Drehungssinne wie φ_1, wenn $\varphi_1 > \varphi_2$ ist. Die Korrektion merke man sich an. Die Lage des zweiten Fadens gegen den ersten bestimmt man so, daß die markante Richtung des Kristalls parallel zum ersten Faden gelegt und dann der Objekttisch soweit gedreht wird, bis sie parallel zum zweiten Faden liegt. Der Drehwinkel soll 90^0 betragen.

Zentrierung der Amici-Bertrand'schen Hilfslinse. — Diese Hilfslinse wird, falls es bei ihr vorgesehen ist, so einzentriert, daß das Sehfeld bei konoskopischer Beobachtung etwa einer senkrecht zur ersten Mittellinie geschnittenen Platte eines optisch zweiachsigen Kristalls oder einer Kalkspatplatte nach {0001} symmetrisch zum Schnittpunkt der Okularfäden liegt.

Prüfung der Korrektion des Tubusanalysators. — Eine solche hat nur bei anastigmatischen Tubusanalysatoren einen Zweck. Zunächst ist die Augenlinse des Okulars unter Akkommodation des Auges auf Unendlich scharf auf das Fadenkreuz einzustellen, da der anastigmatische Tubusanalysator nur für einen Bildort genau korrigiert werden kann. Stark Fehlsichtige müssen daher eine Brille benutzen. Nach Fokusierung des Okularfadenkreuzes und dazu aparallaktischer Fokusierung des Objektes prüft man, ob beim Ein- und Ausschalten des Tubusanalysators die Fokusierung des Objektes erhalten bleibt und ob ferner verschieden orientierte Kanten, Spaltrisse usw. im Präparat zu gleicher Zeit scharf gesehen werden (Fig. 197).

5. Beleuchtung.

Hinsichtlich der Beleuchtung des Mikroskops bestehen sehr viele unklare Anschauungen, die namentlich in der Mikrophotographie Mißerfolge verursachen. Man beachte daher das Folgende:

Die Beleuchtung des Polarisationsmikroskops ist einwandfrei, wenn nach der Fokusierung des Objektes beim Einblick in das Mikroskop ohne Analysator das Bildfeld vollkommen gleichmäßig erleuchtet ist und nach Einschalten der Amici-Bertrand'schen Linse die Öffnungsblende des Objektivs ebenfalls vollständig und gleichmäßig mit Licht erfüllt erscheint. Die Amici-Bertrand'sche Hilfslinse ist in der Hinsicht ein sehr wertvolles Hilfsmittel, und es sollte davon ausgiebig Gebrauch gemacht werden.

Eine vollkommene Beleuchtung läßt sich grundsätzlich nur mit Lichtquellen erzielen, deren Leuchtfläche, vom Mikroskop aus gesehen, innerhalb eines größeren Winkels vollständig homogen ist. Verwendet man Himmelslicht, so darf der Lichtzutritt zum Mikroskop innerhalb eines gewissen Winkelbereiches nicht behindert werden. Man muß also Fenster mit großen Scheiben benutzen, oder doch das Mikroskop nahe genug am Fenster aufstellen. Andernfalls ist die Beleuchtung zwangläufig unvollkommen. Auch mit künstlichen Lichtquellen kann ohne Schwierigkeit einwandfreie Beleuchtung erzielt werden. Man stellt eine Opalglasglühbirne nahe vor dem Mikroskopspiegel auf; es kann auch eine Glühbirne mit sichtbaren Glühfäden benutzt werden, wenn zwischen Glühbirne und Spiegel eine Mattscheibe gestellt wird. Niedervoltlampen mit Kollimator oder Bogenlampen mit Kollimator werden für subjektive *Beobachtungen ebenfalls am besten unter Zuhilfenahme einer Matt*scheibe vor dem Spiegel benutzt, auf welcher durch Einstellung des Lampenkollimators eine größere Fläche erleuchtet wird. Bei der Niedervoltlampe kann man die Mattscheibe zweckmäßig auch zwischen Birne und Kollimator einschieben.

Die vom Tageslicht abweichende spektrale Zusammensetzung des künstlichen Lichtes kann durch Aufstellung sogenannter Tageslichtfilter (Bezugsquelle: Lifa, Augsburg) vor dem Spiegel ganz wesentlich gemildert, oft so gut wie vollkommen ausgeglichen werden.

Wirkliche Schwierigkeiten für die Beleuchtung ergeben sich erst, wenn man höchste Intensitäten anstrebt (Mikrophotographie, Mikroprojektion). Dann muß man auf die Benutzung der Mattscheibe, welche die Herstellung einer einwandfreien Beleuchtung ganz wesentlich erleichtert, verzichten. Brauchbar sind dann nur Niedervoltlampen mit Kollimator oder Bogenlampen mit Kollimator. Am einfachsten gelingt dabei ein einwandfreier Aufbau und eine leichte Bedienung der Beleuchtung bei Benutzung eines Vorsatzkollektors (Fig. 198). Das Mikroskop kann stehend oder gekippt benutzt werden. C ist der Kollimator an der Lichtquelle L. Er muß bei Verwendung einer Liliputbogenlampe eine Apertur von mindestens 0,4 haben. Am besten besteht er aus einer einzelnen, nichtsphärischen Linse. Diese wird so eingestellt, daß sie von L

ein Bild in sehr großem Abstande (einige Meter) entwirft. Bei *W* muß, um den Polarisator zu schonen, eine genügend dicke Wasserkammer eingeschaltet werden. *K* ist der Vorsatzkollektor, am besten eine Linse

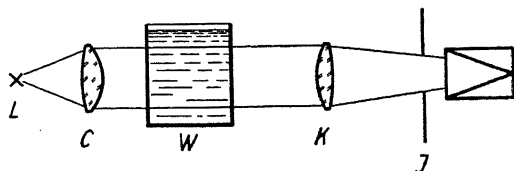



Fig. 198. Lichtstarke Beleuchtung mit Lichtquellen kleiner Leuchtfläche. *L*: Lichtquelle. *C*: Kollimator. *W*: Wasserkammer. *K*: Vorsatzkollektor. *I*: Eintrittsblende am Polarisator des Mikroskops.

von gleicher oder ein wenig größerer Brennweite als *C*. Sie wird so aufgestellt, daß die Lichtquelle im Beleuchtungsapparat des Mikroskops zur Abbildung gelangt. *I* bedeutet die Irisblende an der Eintrittsöffnung des Mikroskoppolarisators. Um mit jedem Objektiv einwandfreie Be-

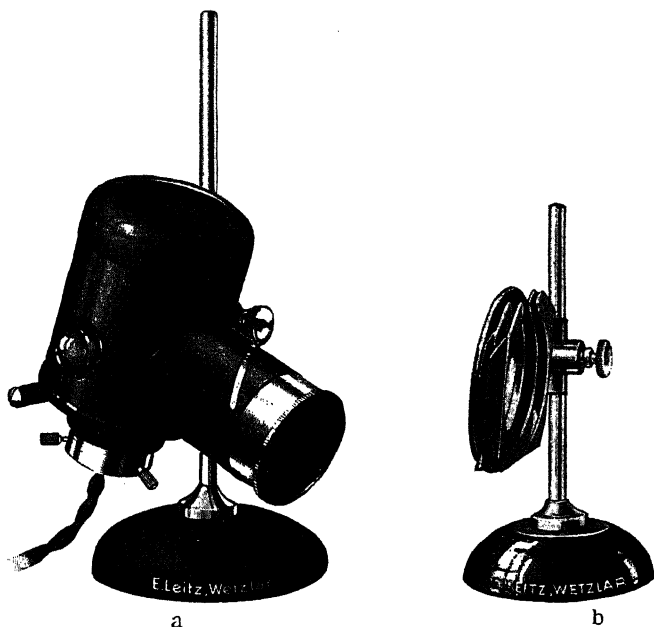



Fig. 199. Lichtstarke Tageslicht- und Monochromatorlampe (a) mit Filterstativ (b).

leuchtungsverhältnisse zu erzielen, braucht man höchstens den Vorsatzkollektor K ein ganz klein wenig längs der Achse zu verschieben. Die Amici-Bertrand'sche Hilfslinse leistet auch hier bei der Kontrolle der Beleuchtung wertvolle Dienste (vgl. K, 4).

Fig. 200. Kleine Bogenlampe.

Zur Beleuchtung mit einfarbigem Licht benutzt man am einfachsten Lichtfilter vor dem Spiegel des Mikroskops. Es gibt heute für sehr verschiedene Spektralbereiche so gute Filter, daß diese für die meisten Zwecke der kristalloptischen Bestimmungsmethoden völlig ausreichen. Die Reinheit des Filters prüft man mit einem Handspektroskop. Eine für gewöhnliches Licht und Filterbenutzung brauchbare, sehr bequem zu handhabende und intensive Lampe ist in Fig. 199 dargestellt. Ihr werden Filter für Tageslicht, Rot, Orange und Blaugrün beigegeben. Diese Lampe muß in Verbindung mit einem Vorschaltwiderstand benutzt werden. Am besten schaltet man zur Einstellung verschiedener Helligkeiten noch einen Regulierwiderstand hinzu. Fig. 200 zeigt eine kleine Bogenlampe für Erzielung höchster Lichtstärken.

6. Bemerkungen über das Mikroskopieren, das Auflösungsvermögen, die Fokustiefe und den richtigen Gebrauch der Aperturblende.

Man gewöhne sich daran, beim Mikroskopieren beide Augen offen zu halten. Durch das krampfhafte Schließen des nichtbenutzten Auges wird dieses bei längerem Mikroskopieren leicht astigmatisch. Ferner mikroskopiere man mit entspannter Akkommodation; das Bild soll für einen Normalsichtigen praktisch im Unendlichen liegen.

Schwache Objektive werden nur mit der Zahntriebbewegung des Tubus eingestellt. Bei Benutzung starker Objektive führt man den

Tubus zunächst mit der Zahntriebbewegung allmählich bis fast zum Kontakt mit dem Präparat, blickt dann erst in das Mikroskop hinein und hebt den Tubus langsam mit der Zahntriebbewegung, bis die ersten Bildspuren erscheinen. Nun erst fokusiert man genau mit der Mikrometerschraube.

Man begnüge sich im allgemeinen mit der Anwendung schwächerer und mittlerer Okulare. Bereits ein 8mal oder 10mal vergrößerndes Okular läßt deutlich alles erkennen, was das Objektiv aufzulösen vermag. Beim Arbeiten zwischen gekreuzten Nicols schütze man das Objekt gegen störendes Auflicht, am besten durch Abschirmung der Tischfläche. Oft genügt schon eine leichte Kippung des Stativs.

Jede Beobachtung soll mit voll erleuchteter Objektivapertur beginnen (Prüfung nach Herausnahme des Okulars oder mit Hilfe der Amici-Bertrand'schen Hilfslinse). Zwar werden bei voll erleuchteter Objektivapertur viele Objekteinzelheiten infolge Überstrahlung nicht beobachtet, aber was gesehen wird — einwandfreie Objektive vorausgesetzt —, ist so am objektähnlichsten abgebildet. Das Auflösungsvermögen ist für nebeneinander liegende und übereinander liegende Strukturelemente verschieden. Die laterale Auflösungsgrenze bei voll erleuchteter Objektivapertur A ist

$$\delta_l = \frac{1{,}22\,\lambda}{A}\,\varkappa$$

wo $\varkappa$ einen physiologischen Faktor bedeutet, der erfahrungsgemäß günstigenfalls zwischen 0,3—0,4 liegt. Die achsiale Auflösungsgrenze (das Tiefenauflösungsvermögen) beträgt

$$\delta_a = \frac{4\,n\,\lambda}{A^2}\,\sigma_1 + \frac{n\,\mathfrak{F}}{A}\,\sigma_2$$

wo die Faktoren σ_1 und σ_2 zufolge experimenteller Untersuchungen $\sigma_1 = \frac{1}{8}$ bzw. $\sigma_2 = 0{,}00136$ sind und $\mathfrak{F} = \frac{250}{V}$ die auf Luft bezogene Gesamtbrennweite des Mikroskops bedeutet. n ist der Brechungsindex des Objektes. Die Wellenlänge λ muß in Millimetern ausgedrückt werden, dann ergibt sich auch δ_a in Millimetern. Dieselbe Formel gibt zugleich die Fokustiefe (Bereich der Tiefenschärfe) für mikrophotographische Aufnahmen oder Projektion. Die Tiefenschärfe bei subjektiver Beobachtung kann wesentlich größer sein, wenn man noch die Akkommodationsbreite des Auges ausnutzt. Sind S_1 und S_2 in Millimetern gemessen die Akkommodationsgrenzen des Beobachters, so erhöht sich hierdurch die Fokustiefe δ_a additiv um den Betrag

$$+\,n\,\mathfrak{F}^2\left(\frac{1}{S_1} - \frac{1}{S_2}\right)$$

Die Wirkung der Akkommodationsbreite macht sich besonders bei schwachen Vergrößerungen in einem auffallend plastischen Eindruck des Bildes bemerkbar, wenn sehr dicke Objekte benutzt werden. Strukturelemente, die wenig außerhalb der Fokustiefe liegen, sind noch deutlich in ihrer Gestalt erkennbar und erscheinen nur unscharf; bei großen Abweichungen aber werden sie mehr und mehr auch unähnlich abgebildet, und zwar um so früher, je kleiner sie sind. Über Fokusierungsgenauigkeit siehe Abschnitt G, 5.

Will man im Präparat auch Elemente beobachten, die in Lichtbrechung und Absorption nur wenig gegenüber ihrer Umgebung verschieden sind, so darf man die Objektivapertur nicht voll ausleuchten. Das kann bei Benutzung mittlerer und stärkerer Objektive, also wenn der Kondensor im Beleuchtungsapparat eingeschaltet ist, auf zwei Arten geschehen: Entweder durch allmähliches Schließen der Irisblende zwischen Kollektor und Kondensor im Beleuchtungsapparat oder bei geöffneter Irisblende durch allmähliches Senken des Beleuchtungsapparates mittels seiner Zahntriebbewegung. Bei Benutzung schwacher Objektive, also wenn im Beleuchtungsapparat der Kondensor ausgeschaltet ist und nur der Kollektor über dem Polarisator benutzt wird, dient zur Verminderung der Beleuchtungsapertur die unterhalb des Polarisators befindliche Irisblende. Die Auswirkung der jeweiligen Abblendung auf die wirksame Apertur des Objektivs ermißt man leicht nach Herausnahme des Okulars oder durch Einschalten der Amici-Bertrand'schen Hilfslinse. Durch weitgehende Herabsetzung der Beleuchtungsapertur wird zwar die Sichtbarmachung stark erhöht, aber zugleich das Auflösungsvermögen (sowohl das laterale wie das achsiale) und die objektähnliche Abbildung stark beeinträchtigt. Im Grenzfalle kleinster Beleuchtungsapertur sieht man kein Bild mehr, sondern nur ein Gewirr von Interferenzen.

7. Behandlung des Mikroskops.

Die Objektive schraube man nicht auseinander und setze sie nicht gewaltsamen Beanspruchungen aus. Auch achte man jeweils vor Gebrauch auf die Reinheit der Frontlinsen. Zur Reinigung verwende man einen mit Xylol oder Alkohol angefeuchteten weichen Lederlappen oder gewaschene Leinwand. Trockensysteme dürfen nicht für Immersionen gebraucht werden, ebenso nicht umgekehrt. Die Frontlinse der Immersionsobjektive ist nach der Benutzung von der anhaftenden Flüssigkeit gründlich zu reinigen, ebenso die Präparatoberfläche. Das Mikroskop soll vor Staub geschützt aufbewahrt werden (Glasglocke). Die Nicol'schen Prismen bedürfen von Zeit zu Zeit einer Auffrischung; denn manchmal

wird der Kitt nach einiger Zeit gelblich, oder es treten in ihm andere Störungen auf, die eine Trübung des Bildes oder Aufhellung zwischen gekreuzten Nicols verursachen. Es bedarf dann einer Neukittung. Dagegen zeigen Objektive kaum jemals Schädigungen ihrer Kittfläche, außer wenn sie gewaltsam beansprucht wurden. Auch solche Schäden können durch Neukittung beseitigt werden. Man lasse alle Reparaturen am Mikroskop möglichst von der Werkstatt ausführen, in welcher das Instrument hergestellt wurde.

8. Stereoskopische Beobachtung.

Sie ist bei schwachen wie auch mit den stärksten Vergrößerungen möglich, wenn den beiden Augen Bilder zugeführt werden, welche Parallaxen gegeneinander haben. Bei dem viel verbreiteten Mikroskop nach Greenough (Fig. 201) wird dies erreicht durch Anwendung zweier gegeneinander geneigter Mikroskoptuben. Im Beleuchtungsapparat genügt für beide Tuben ein Polarisator und ein Kondensor. Als Analysator wird am einfachsten eine Turmalinplatte über einem der Okulare benutzt. Für stärkere Vergrößerungen ist dieses Mikroskop nicht brauchbar. Man muß dann mit **einem** Objektiv arbeiten und die Parallaxen durch geeignete Teilung des Strahlenganges über dem Objektiv erzeugen. Dies geschieht zum Beispiel in dem in Fig. 202 dargestellten Stereotubusaufsatz dadurch, daß in dem durchlässig verspiegelten Prisma *Q* die Strahlen in zwei Teile zerlegt werden, von denen der eine durch eine im Tubus befindliche Blende *S* teilweise nach Belieben abgeblendet werden kann. Das eine Auge beobachtet dann mit voller

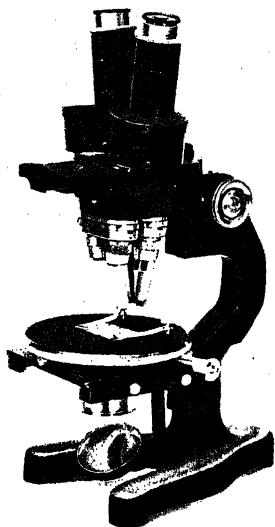



Fig. 201. Stereomikroskop nach Greenough, eingerichtet für Beobachtungen im polarisierten Licht.

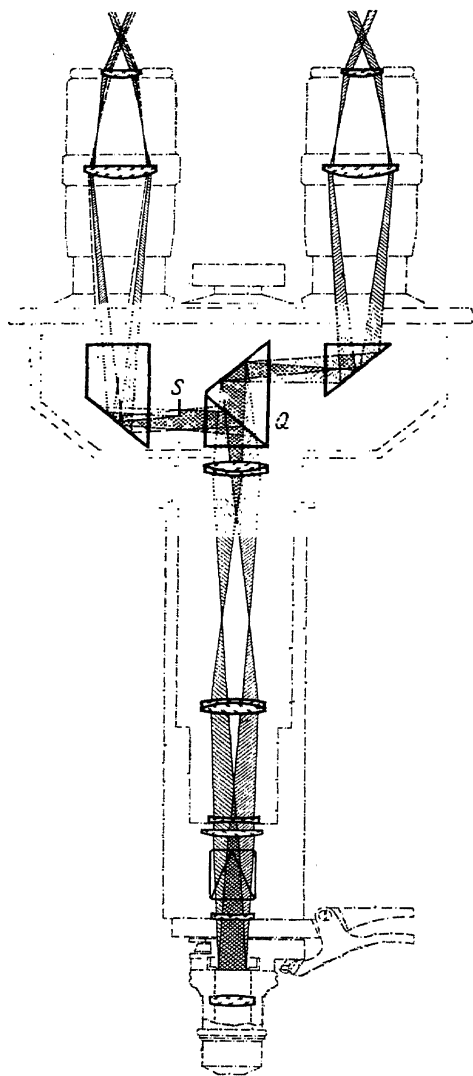



Fig. 202. Stereotubusaufsatz nach Lihotzky.

Apertur des Objektivs, das andere nur mit einem Teil derselben. Der von den Schwerpunktsstrahlen beider Büschel auf der Objektseite gebildete Winkel δ (Fig. 203) ist maßgeblich für die den stereoskopischen Effekt erzeugenden Parallaxen. Auch ohne Betätigung der Blende *S*

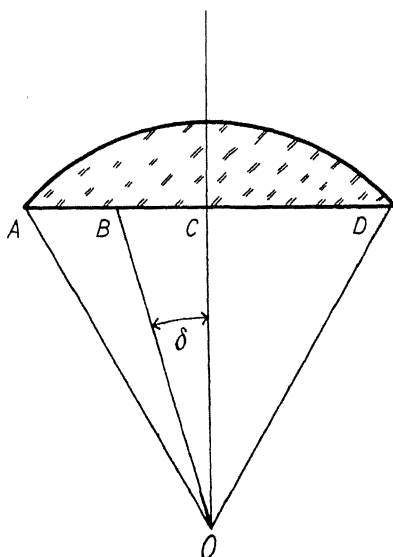



Fig. 203. Parallaktischer Winkel δ. Das linke Auge erhält den Kegel mit der Öffnung *A O D* (Schwerpunktsstrahl *O C*), das rechte den Kegel mit der Öffnung *A O C* (Schwerpunktsstrahl *O B*). δ = *B O C*.

kann man starke Parallaxen hervorrufen, wenn man die Okulare etwas weiter auseinanderstellt, als dies dem Augenabstand des Beobachters entspricht. Die beiden Augen erhalten dann Licht aus gegensätzlich liegenden Teilen der Austrittspupille. Dieser Stereoaufsatz kann in Verbindung mit jedem Polarisationsmikroskop gebraucht werden.

E. Die Präparate.

Zur Beobachtung im durchfallenden Licht sind geeignet auf einem Objektträger erstarrende, durchsichtige Schmelzen oder auskristallisierende Lösungen, ferner Produkte solcher Vorgänge in Form von Einzelkristallen, Körnern oder Pulvern. Von Mineralien, Gesteinen und künstlichen festen Stoffen stellt man Dünnschliffe her; man kann sie sich leicht selbst anfertigen.

1. Dünnschliffe.

Dünnschliffe aus hartem Material. — Ein abgeschlagener oder abgesägter Scherben wird auf der groben Schmirgelscheibe einer Schleifmaschine oder unter Benutzung von losem Karborund oder Schmirgel und Wasser auf einer gußeisernen Scheibe beiderseits so weit abgeschliffen, daß man eine Platte mit wenigstens angenähert parallelen Flächen und von weniger als 1 mm Dicke erhält. Die eine Seite dieser Platte wird mit feinstem Schmirgel möglichst eben geschliffen und nach gründlicher Reinigung in Wasser und Alkohol mit schwerflüssigem Canadabalsam auf einen gläsernen Objektträger gekittet, dessen Dicke zwischen 0,9 und 1,2 mm liegen soll; auch muß er aus spannungsfreiem Glas gefertigt sein. Zum Auftragen des Canadabalsams benutzt man einen vorn abgerundeten Glasstab. Der Balsam wird sowohl auf das vorher erwärmte Präparat als auch auf den gleichfalls warmen Objektträger aufgetragen. Beim Aufsetzen des Präparates auf den Objektträger ist darauf zu achten, daß sich keine Luftblasen zwischen Objektträger und Anschliff bilden. Sind solche nach dem Erkalten doch sichtbar, so führt man den Objektträger mit dem darauf befindlichen Präparat, die Kittseite nach unten, einige Male schnell durch eine Spiritusflamme, um dadurch, eventuell unter gelindem Druck, die Blasen zu entfernen. Der Balsam muß so reichlich auf dem Objektträger aufgetragen sein, daß er an den Seiten des Schliffes hervorsteht, und durch Erhitzen soweit entwässert sein, daß er nach dem Erkalten durch den Fingernagel keinen Eindruck mehr erfährt. Das Präparat wird nun auf einer feinen Schmirgelscheibe und weiterhin auf einer matten Glasscheibe so dünn geschliffen, daß es durchsichtig ist. Es tritt dies auch bei dunklen Gesteinen bei einer Schliffdicke von etwa 0,01 bis 0,03 mm ein. Ein Polieren der Schliffoberfläche vor dem Auflegen des Deckglases ist nicht nötig; es genügt, den Schliff zuletzt mit ganz fein geschlämmtem Schmirgel zu behandeln. Das aufzulegende Deckglas soll eine Dicke zwischen 0,16 und 0,18 mm haben, da anderenfalls bei der mikroskopischen Beobachtung mittels starker Trockensysteme deren Korrektion nicht ausreicht. Wenn man einmal ein Deckgläschen gemessen und richtig befunden hat, so lassen sich die anderen nach dem Klang aussondern. Zu hoher Klang beim Aufwerfen des Deckglases auf die Tischplatte deutet ein zu dickes, zu tiefer Klang ein zu dünnes Deckglas an. Die freie Fläche des Schliffes wird mit dünnflüssigem Canadabalsam benetzt und nun das Deckglas so aufgelegt, daß möglichst keine Luftblasen entstehen. Den überschüssigen Canadabalsam, der unter den Rändern des Deckglases hervorquillt, entfernt man mit einer heißen Messerspitze. Nach dem Trocknen des Balsams wird der Schliff vorsichtig mit einem in Alkohol getauchten Lederläppchen abgewaschen und etikettiert.

Dünnschliffe aus porösem Material. — Um einen festeren Zusammenhalt der Bestandteile zu erzielen, werden die Hohlräume durch Kochen des Scherbens in Canadabalsam ausgefüllt. Dazu kann man einen für die Aufnahme des Präparates genügend großen Löffel benutzen oder noch besser ein Reagenzglas, welches durch einen Korken verschlossen wird. Der Canadabalsam muß so reichlich zugesetzt werden, daß der Scherben völlig von ihm bedeckt ist. Die Erwärmung erfolgt am einfachsten auf einem Wasserbad. Bis das Präparat völlig vom Balsam durchtränkt ist, können mehrere Stunden vergehen. Nach beendetem Kochen gießt man den überschüssigen Balsam ab, läßt den Scherben erkalten und behandelt ihn dann so, wie es im vorigen Abschnitt ausgeführt worden ist.

Dünnschliffe von Materialien, welche in Wasser löslich sind. — Dünnschliffe von solchen Objekten können unter Durchmischung des Schleifmittels mit Öl (statt Wasser) oder ganz trocken auf Schmirgelpapier verschiedener Körnigkeit hergestellt werden. Bei hygroskopischen Salzen muß man den zum Einlegen dienenden Canadabalsam durch starkes Erhitzen erst möglichst entwässern. Alkohol ist beim Reinigen solcher Schliffe zu vermeiden, da er manche Salze löst.

Will man am Dünnschliff mikrochemische Reaktionen ausführen, so läßt man ihn unbedeckt. Zwecks Isolierung eines Bestandteiles, der allein angegriffen werden soll, umzieht man ihn mit einem kleinen Ring aus Balsam, oder man verwendet ein Deckglas mit einem feinen Loch, das man genau über die zu studierende Substanz bringt. Der zum Aufkitten dieses Deckgläschens benutzte Balsam wird mit Alkohol aus dem Loch herausgewaschen. Sollte das Deckgläschen vom Reagenz angegriffen werden, so kann man zur Bedeckung des Schliffes ein durchlochtes Platinplättchen verwenden.

2. Orientierte Platten.

Die Anfertigung kristallographisch genau orientierter Platten geschieht entweder bei einer Spezialwerkstätte (z. B. Dr. Steeg & Reuter, Homburg v. d. H.), oder man stellt sich solche Präparate mittels des Schleifdreifußes nach E. A. Wülfing selbst her. Dieser Schleifapparat (Fig. 204) besitzt einen Dreifuß; zwei seiner Füße sind als Stellschrauben, der dritte ist als Kristallträger ausgebildet. Letzterer wird in verschieden geformten austauschbaren Exemplaren beigegeben. Diese lassen sich mit einer Schraube am dritten Fuß des Schleifapparates befestigen. Eine Dosenlibelle mit Mikrometerschrauben und Skala, mittels derer man eine Viertelminute Neigung schätzen kann, dient zur Ausrichtung des Kristalls gegen die Schleifplatte. Man kittet den Kristall auf den passenden Kristallträger so auf, daß schon von vornherein die anzuschleifende Fläche

annähernd eine horizontale Lage erhalten würde. Hierauf wird probeweise eine ganz kleine, sogenannte „Fehlfläche“ angeschliffen und ihre kristallographische Orientierung auf einem Goniometer genau eingemessen.

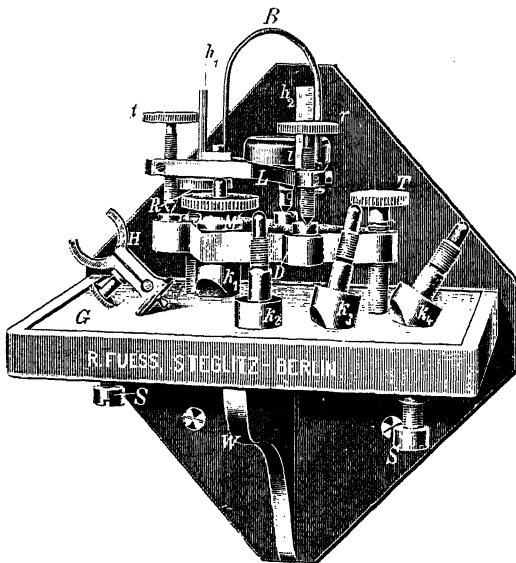



Fig. 204. Schleifapparat für orientierte Platten nach E. A. Wülfing.

Diese Messung liefert die Korrektionen, die an den Einstellungen des Schleifdreifußes vorzunehmen sind. Ausführlicheres über das dabei einzuschlagende Verfahren siehe bei E. A. Wülfing, Neues Jahrbuch für Mineralogie, 1901, Band 2, Seite 1.

3. Anschliffe stark absorbierender Materialien.

Von stark absorbierenden, schon in dünner Schicht undurchsichtigen Objekten, also vornehmlich von Metallen, ihren Legierungen und von Erzen, stellt man Anschliffe her, die dann im auffallenden Licht mikroskopisch und optisch untersucht werden. Ein Universalverfahren zur Herstellung solcher Präparate gibt es nicht. Das Folgende kann daher nur als eine Anleitung im groben bezeichnet werden, und es sei wegen der zu beachtenden Feinheiten auf die für die einzelnen Erzmineralien detaillierten Ausführungen in H. Schneiderhöhn und P. Ramdohr, Lehrbuch der Erzmikroskopie, 1931, Band 2, verwiesen.

Von dem zu untersuchenden Material schlägt oder schneidet man ein Bruchstück ab und kneift davon mit einer Zange soviel herunter, daß die anzuschleifende Fläche etwa 1 qcm groß werden kann und die Dicke des Stückes ½—1 cm beträgt. Das erste Anschleifen der Fläche erfolgt auf einer rasch rotierenden, groben Karborundumscheibe; die dann in der Regel schon nach wenigen Minuten entstandene, ebene Fläche soll keine Risse und Löcher zeigen. Man schrägt ihre Kanten und Ecken ab, damit das später zu benutzende Poliertuch nicht eingerissen wird. Dann bürstet man das Stück gut ab und schleift es auf einer festen Karborundumscheibe unter ständigem Drehen der Probe weiter. Nach wiederum sorgfältigem Abbürsten erfolgt der Feinschliff auf einer mit Tuch überspannten Stahlscheibe, die vorher mit allerfeinstem geschlämmten Schmirgel naß eingerieben wurde. Das Feinschleifen geschieht solange, bis mit der Lupe keine gröberen Kratzer mehr erkennbar sind. Manche Erzmineralien zeigen dann bereits Politur. Zu beachten ist, daß bei diesem Feinschleifen die Scheibe reichlich mit Wasser benetzt wird. Bei trockenem Schleifen würde man zwar sofort eine hoch glänzende Politur erzeugen, aber die Oberfläche wird hierbei tiefgehend verändert, und man sieht später unter dem Mikroskop falsche Strukturbilder. Bei sehr weichen Erzen oder Aggregaten aus weichen und harten Erzen benutzt man statt der Tuchscheibe zum Feinschleifen zunächst eine Stahlscheibe und dann eine Mattglasscheibe. Schmirgelpapierscheiben, auf denen trocken geschliffen wird, kommen nur bei sehr weichen Stoffen (z. B. Kupfer, Gold, Silber u. a.) zur Anwendung.

Fig. 205. Handpresse zum Ausrichten des Anschliffes gegen den Objektträger.

Zum Polieren eignet sich im allgemeinen am besten Magnesia usta. Man spannt Leinen oder Flanell auf eine ebene Stahlscheibe mittels eines Gummibandes naß auf; für harte Erze nimmt man mehrere Lagen, für weiche nur eine. Auf der nassen Scheibe wird dann die Magnesia usta gut verrieben. Auch hier muß immer mit angefeuchteter Scheibe poliert und die Scheibe mehrmals neu mit Magnesia usta eingerieben werden. Nach dem Polieren ist der Überzug der Scheibe durch Auswaschen sehr sorgfältig von allen Resten des Poliermittels zu befreien, da sich die Magnesia usta an der Luft in Gegenwart von Wasser in kurzer Zeit zu

kleinen Kristallen von M_gCO_3 umwandelt, die eine beträchtliche Härte haben und bei nochmaliger Verwendung der Unterlage die Politur verkratzen würden. Die Polierscheibe soll sich nur mäßig rasch drehen. Meistens ist das Polieren nach 2—3 Minuten beendet. Der Anschliff darf nur sanft gegen die Polierscheibe angedrückt werden.

Die polierten Schliffe werden in warmem Wasser mit einem ganz weichen, sauberen Haarpinsel abgewaschen und durch Draufblasen heißer Luft getrocknet. Das letzte Nachpolieren erfolgt dann ohne jeden Druck während ein paar Sekunden kurz vor der mikroskopischen Beobachtung auf einem ganz feinen zusammengelegten Batisttaschentuch, das man innen mit einer Spur trockener Magnesia usta bestreut. Der fertige Anschliff wird mit Plastolin oder mit Wachs auf einem Objektträger befestigt und mittels einer sogenannten Handpresse (Fig. 205) so ausgerichtet, daß die Anschliffläche genau parallel zum Objektträger liegt.

Gewöhnlich ist ein Erzstück in etwa 10 Minuten fertig geschliffen und poliert.

Wenn man lose Körner, Aufbereitungsprodukte oder kleine Stücke seltener Mineralien im auffallenden Licht untersuchen will, so bettet man sie zunächst in eine heiße, durch Druck flach geformte Siegellackstange ein. Die diese Proben enthaltende ebene Seite wird dann geschliffen und poliert. Ebenso kann man Erzstücke mit Hohlräumen erst mit Siegellack ausgießen und dann schleifen und polieren.

F. Qualitative optische Untersuchungsmethoden für durchsichtige Kristalle.

1. Inaktive anisotrope Platten zwischen gekreuzten und parallelen Nicols bei orthoskopischem Strahlengang.

a) Allgemeines.

In Fig. 206a sei p die Amplitude des Schwingungsvektors von Licht, das vom Polarisator mit der Schwingungsrichtung $\mathfrak{S}_p$ kommend, auf eine anisotrope Kristallplatte fällt. Die Schwingungsrichtungen in letzterer sind für senkrecht einfallendes Licht $\mathfrak{S}_1$ und $\mathfrak{S}_2$, wobei $\mathfrak{S}_1$ beliebig unter dem Winkel φ gegen $\mathfrak{S}_p$ orientiert sei. Die Amplitude s_1 des Schwingungsvektors parallel $\mathfrak{S}_1$ ist dann die Projektion von p auf die Richtung $\mathfrak{S}_1$, also

$$s_1 = p \cos \varphi$$

und analog die Amplitude s_2 des Schwingungsvektors parallel $\mathfrak{S}_2$

$$s_2 = -p \sin \varphi$$

Ist nun $\mathfrak{S}_A$ die Schwingungsrichtung des Analysators bei gekreuzten Nicols, so liefern die Amplituden parallel $\mathfrak{S}_1$ und $\mathfrak{S}_2$ als Komponenten parallel $\mathfrak{S}_A$:

$$12)\qquad \begin{aligned} a_1 &= s_1 \sin \varphi = p \sin \varphi \cos \varphi \\ a_2 &= s_2 \cos \varphi = -p \sin \varphi \cos \varphi \end{aligned}$$

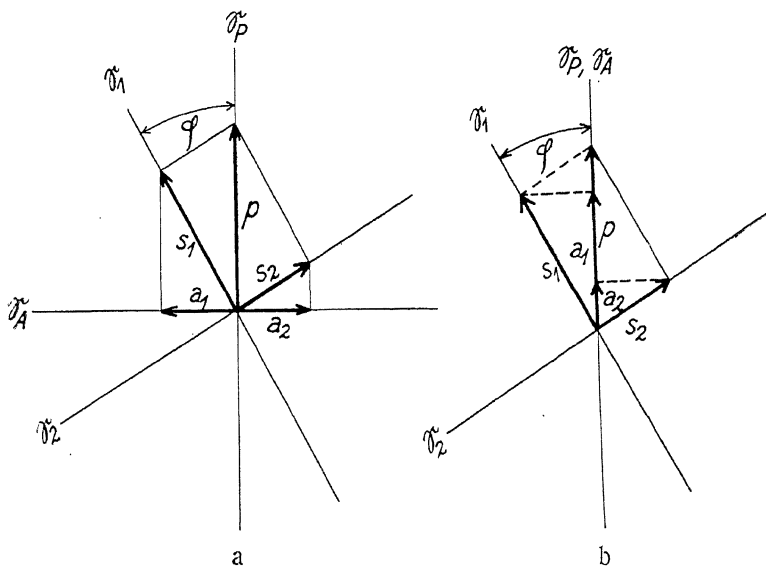



Fig. 206. Zerlegung einer vom Polarisator herkommenden Schwingung mit der Amplitude p in Komponenten parallel zu den Schwingungsrichtungen $\mathfrak{S}_1$, $\mathfrak{S}_2$ in einer Kristallplatte und darauffolgend parallel zur Schwingungsrichtung $\mathfrak{S}_A$ des Analysators; a) bei gekreuzten Nicols, b) bei parallelen Nicols.

Die beiden Amplitudenkomponenten parallel $\mathfrak{S}_A$ sind also, wenn $\mathfrak{S}_A$ senkrecht zu $\mathfrak{S}_P$ steht, immer gleich groß und entgegengesetzt gerichtet, welches auch der Winkel φ sein mag. Die entgegengesetzte Richtung dieser Amplitudenvektoren bedeutet, daß durch die Komponentenzerlegung parallel $\mathfrak{S}_1$ und $\mathfrak{S}_2$ die in der Richtung $\mathfrak{S}_A$ resultierenden Komponenten um eine halbe Schwingung in der Phase gegeneinander verschoben sind, also durch den Übergang auf die zu $\mathfrak{S}_P$ senkrechte Richtung $\mathfrak{S}_A$ einen Gangunterschied von einer halben Wellenlänge erhalten haben. Da sich zwei solche Schwingungen gerade aufheben, so

dürfte im Analysator keine Lichterregung zustande kommen. In Wirklichkeit entsprechen aber die Vektoren a_1 und a_2 nicht den momentanen Schwingungsvektoren, die in den beiden Wellen beim Austritt des Lichtes aus dem Kristall bestehen, sondern sie geben nur die Amplituden der Schwingungen, aber nicht die Schwingungszustände. Um das einzusehen, müssen wir etwas weiter ausholen.

Wir pflegen eine bestimmte Lichtart durch ihre Wellenlänge zu definieren. Streng genommen müßten wir aber immer sagen „durch ihre Wellenlänge in Luft", denn für die Wellenlänge allgemein gilt die Beziehung

13) $$\lambda = c\,T$$

c ist die Fortpflanzungsgeschwindigkeit, T ist die Schwingungsdauer. Beim Übergang von Licht bestimmter Farbe aus der Luft in ein anderes Medium bleibt nur die Schwingungsdauer gleich. Die Farbe des Lichtes wird also durch T charakterisiert. Dagegen ändert sich c mit dem Medium und daher auch λ. Letzteres ist ja die Strecke, um die sich das Licht in der Zeit einer Schwingungsdauer in dem betreffenden Medium fortpflanzt. Für das Licht der Fraunhofer'schen orangegelben Linie D ist λ_D in Luft gleich 589 mμ, dagegen in einem Medium vom größeren Brechungsindex n_D gleich $\frac{589}{n_D}$ mμ, also erheblich kürzer. Da nun anisotrope Medien für jede Wellennormalenrichtung zwei Brechungsindices n_1, n_2 haben, so entsprechen derselben Lichtart in jeder Richtung eines solchen Mediums zwei Wellenlängen λ_1, λ_2. Beim Durchschreiten einer Plattendicke l liegen auf dem Lichtweg l für die eine Welle x_1 Wellenlängen, für die andere x_2 Wellenlängen. Es ist also

$$l = x_1 \lambda_1 = x_2 \lambda_2$$

$$x_2 - x_1 = l\left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right)$$

Da $\lambda_1 = \frac{\lambda_0}{n_1}$, $\lambda_2 = \frac{\lambda_0}{n_2}$ ist, so folgt

14) $$x_2 - x_1 = \frac{l\,(n_2 - n_1)}{\lambda_0} = \frac{\Gamma}{\lambda_0}.$$

Diese Größe ist für die Phasendifferenz, mit der die beiden Wellen aus dem Kristall austreten, bestimmend. Schreiben wir $x_2 - x_1 = x$, so haben wir wieder die frühere Beziehung [5) S. 8]:

15) $$\Gamma = x\lambda_0$$

Für die momentanen Schwingungszustände beim Austritt beider Wellen

aus der Kristallplatte kommt es also auf den Gangunterschied Γ der beiden Wellen an, gemessen in Einheiten der zu λ_1 und λ_2 gehörigen Luftwellenlänge λ_0.

Ist x eine ganze Zahl, so treffen beide Wellen an der Austrittsfläche mit gleicher Schwingungsphase ein, und die Schwingungsvektoren, auf die Richtung des Analysators projiziert, liegen genau wie in Fig. 206a durch die Komponentenbildung ermittelt ist, d. h. die Schwingungen heben sich auf, sie „interferieren" zu Null.

Ist x ein ungerades Vielfaches von $\frac{1}{2}$, so ist die schnellere Welle an der Austrittsfläche um eine halbe Schwingung voraus; die Schwingungsvektoren, auf die Richtung des Analysators projiziert, werden erhalten, wenn man in der einen Welle die Richtung des Amplitudenvektors parallel $\mathfrak{S}_A$ um eine halbe Schwingung versetzt. Dann würden also die aus a_1 und a_2 in der Fig. 206a resultierenden Schwingungsvektoren gleiche Richtung bekommen und sich unterstützen. Im Analysator würde eine Lichterregung erzeugt werden, deren Amplitude doppelt so groß ist wie a_1 und a_2 einzeln.

Hat x irgendeinen Zahlenwert, so ist an der Austrittsfläche des Kristalls die eine Welle um x Schwingungen voraus. Da einer ganzen Schwingung der Kreiswinkel 2π entspricht, so entsprechen x Schwingungen dem Kreiswinkel $2\pi x$. Wenn also in irgendeinem Zeitmoment t die Schwingungsphase Δ_t der einen Welle an der Austrittsfläche gegeben ist, so ist die der anderen Welle $\Delta_t + 2\pi x$. Die gleichzeitigen Schwingungszustände, auf die Richtung des Analysators projiziert, sind somit für Sinusschwingungen

$$a_1 \sin(\Delta_t + 2\pi x) \text{ und } a_2 \sin \Delta_t$$

Die im Analysator wirklich erregte Schwingung ist die resultierende davon, also

$$a_1 \sin(\Delta_t + 2\pi x) + a_2 \sin \Delta_t$$

Diesen Ausdruck kann man, wenn für a_1 und a_2 die Werte aus 12) eingesetzt werden, auch schreiben:

$$p \sin\varphi \cos\varphi \, \{\sin(\Delta_t + 2\pi x) - \sin \Delta_t\}$$

Um die Amplitude dieser Schwingung zu finden, sind diejenigen Zeiten t aufzusuchen, in denen $\sin(\Delta_t + 2\pi x) - \sin \Delta_t$ ein Maximum ist. Das tritt ein, wenn $\Delta_t = -\pi x$ ist. Man erhält also für die Amplitude im Analysator

$$\begin{aligned} a &= p \sin\varphi \cos\varphi \{\sin(-\pi x + 2\pi x) - \sin(-\pi x)\} \\ &= p \sin\varphi \cos\varphi \cdot 2 \sin \pi x \\ &= p \sin 2\varphi \sin \pi x \end{aligned}$$

Die aus dem Analysator austretende Intensität I_+ ist dem Quadrate dieses Ausdruckes proportional:

$$I_+ \sim \sin^2 2\varphi \sin^2 \pi \frac{\Gamma}{\lambda_0} \qquad (16)$$

Beträgt der Gangunterschied ein ganzes Vielfaches von λ_0 (d. h. ist x eine ganze Zahl), so ist die Intensität, unabhängig von φ, immer Null, denn der Sinus eines ganzen Vielfachen von π ist Null.

Ist der Gangunterschied ein ungerades ganzes Vielfaches von $^1/_2\,\lambda_0$ (d. h. x ein ungerades ganzes Vielfaches von $\frac{1}{2}$), so ist die Intensität ein Maximum, da der Sinus von $\frac{\pi}{2}$, $\frac{3\pi}{2}$, $\frac{5\pi}{2}$ usw. Eins ist.

Diese beiden Sätze sind schon oben aus der unmittelbaren Anschauung abgeleitet. Die allgemeine Formel zeigt, daß die Intensität außer vom Gangunterschied Γ auch noch vom Azimut φ der Schwingungsrichtungen in der Kristallplatte gegen die des Polarisators abhängt.

Ist $\varphi = 0^0, 90^0, 180^0, 270^0$, so ist I_+ stets Null, wie auch der Gangunterschied sein möge. Man nennt diese Azimute, deren es also vier bei einer vollen Umdrehung des Objekttisches gibt, die Normallagen oder Auslöschungslagen.

Ist $\varphi = 45^0, 135^0, 225^0, 315^0$, so ist I_+ ein Maximum. Man nennt diese Azimute, deren es also auch vier bei einer vollen Umdrehung des Objekttisches gibt, die Diagonallagen oder Hellagen.

Zusammengefaßt: Eine anisotrope Platte wird bei einer vollen Umdrehung in ihrer Ebene um 360^0 zwischen gekreuzten Nicols viermal vollständig dunkel und hellt in den dazu diagonalen Stellungen am stärksten auf. Der Grad der Aufhellung hängt vom Gangunterschied ab. Wellenlängenplatten ($\Gamma = 1, 2, 3 \ldots \lambda_0$) bleiben immer dunkel, Halbwellenlängenplatten ($\Gamma = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2} \ldots \lambda_0$) zeigen die höchste Aufhellung.

Alles dies gilt für einfarbiges Licht. Das weiße Licht enthält alle Wellenlängen zwischen etwa 400 $m\mu$ und 800 $m\mu$. Ein Gangunterschied, der gleich einer Wellenlänge violetten Lichts ist, beträgt also nur eine halbe Wellenlänge roten Lichts. Hieraus folgt, daß eine Platte bestimmter Dicke für die einzelnen Lichtarten des Spektrums sehr verschiedene Gangunterschiede, in Wellenlängen ausgedrückt, besitzt, um so mehr, als in 14) auch noch $n_2 - n_1$ mit der Lichtart variiert. Die Folge davon ist, daß die Intensitäten für verschiedene Lichtsorten nicht mehr dasselbe Verhältnis zueinander haben werden wie ursprünglich im weißen Licht.

Die Lichtarten, für welche $\Gamma = 1, 2, 3 \ldots \lambda_0$ ist, werden durch Interferenz ausgelöscht; diejenigen, für welche $\Gamma = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2} \ldots \lambda_0$ beträgt, werden gar nicht, die zwischenliegenden Lichtarten in verschiedenem Grade geschwächt. Da somit das aus dem Analysator austretende Licht in den einzelnen Farben ein anderes Verhältnis der Intensitäten besitzt als ursprünglich, so kann kein weißes Licht wieder entstehen, sondern die Aufhellung einer anisotropen Platte zwischen gekreuzten Nicols ist im allgemeinen farbig. Eine solche Platte wirkt also zwischen gekreuzten Nicols gewissermaßen wie ein selektives Lichtfilter, das alle Lichtarten auslöscht, für welche die Platte eine Wellenlängenplatte ist, und das nur die Lichtarten in voller Intensität hindurchläßt, für welche die Platte eine Halbwellenplatte ist. Ist die Dicke der Platte so gering, daß sie für alle Lichtarten des sichtbaren Spektrums erheblich unterhalb einer Wellenlängenplatte bleibt, so wird keine Lichtart völlig ausgelöscht. Das resultierende Licht enthält dann noch alle Farben, und ihre Mischung wird mehr oder weniger weißlich sein. Solche Farbtöne lassen daher darauf schließen, daß entweder l oder $n_2 - n_1$ oder beide sehr klein sind; es ist das aber nicht eindeutig, denn weißliche Mischfarben können auch bei sehr dicken Platten oder bei sehr starker Doppelbrechung dünnerer Platten auftreten. Ist nämlich die Platte so dick, daß sie für eine größere Anzahl von Lichtarten gleichzeitig eine Wellenlängenplatte wird, so werden alle diese Lichtarten gleichzeitig im Spektrum ausgelöscht. Da aber dann die nicht geschwächten Lichtarten, für welche $\Gamma = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2} \ldots \lambda_0$ ist, ebenfalls in größerer Anzahl vorhanden sind und sich über das ganze Spektrum verteilen, so enthält das Mischlicht, obwohl manche Lichtarten fehlen, doch noch soviel wesentliche Farben des Spektrums, daß sie zur Weißmischung genügen. Wir haben also weißliche Töne sowohl bei ganz kleinen Gangunterschieden, wie bei ganz großen, in den mittleren Gangunterschieden dagegen werden ausgeprägt farbige Töne vorherrschen. Die ganze Farbtonskala ist in Tab. 4 dargestellt. Man teilt sie in „Ordnungen", gewissermaßen Oktaven, ein. Im Bereiche jeder Ordnung wächst der Gangunterschied um eine Wellenlänge für eine bestimmte Lichtart. Die Normierung ist so getroffen, daß man als Einheit zur Bezeichnung der Ordnungen die Lichtwellenlänge für die durchschnittlich subjektiv am hellsten erscheinende Stelle im Sonnenspektrum gewählt hat, nämlich $\lambda_0 = 551$ mμ. Die erste Ordnung reicht also vom Gangunterschied Null bis zum Gangunterschied 551 mμ, die zweite Ordnung von 551 mμ bis 1102 mμ und so fort. Man ersieht aus der Tabelle, wie am Anfang der ersten Ordnung zwischen gekreuzten

Tabelle 4. Normale Interferenzfarben im Tageslicht in Abhängigkeit vom Gangunterschied.

Gangunterschied in mμ	Ordnung	Interferenzfarbe zwischen gekreuzten Nicols	Interferenzfarbe zwischen parallelen Nicols
0	1. Ordnung	Schwarz	Hellweiß
40		Eisengrau	Weiß
97		Lavendelgrau	Gelblichweiß
158		Graublau	Bräunlichweiß
218		Grau	Braungelb
234		Grünlichweiß	Braun
259		Fast reinweiß	Hellrot
267		Gelblichweiß	Karminrot
275		Blaß strohgelb	Dunkelrotbraun
281		Strohgelb	Tiefviolett
306		Hellgelb	Indigo
332		Lebhaft gelb	Blau
430		Braungelb	Graublau
505		Rotorange	Bläulichgrün
536		Rot	Blaßgrün
551		Tiefrot	Gelblichgrün
565	2. Ordnung.	Purpur	Helles Grün
575		Violett	Grünlichgelb
589		Indigo	Goldgelb
664		Himmelblau	Orange
728		Grünlichblau	Bräunlichorange
747		Grün	Hell karminrot
826		Heller grün	Purpurrot
843		Gelblichgrün	Violettpurpur
866		Grünlichgelb	Violett
910		Reingelb	Indigo
948		Orange	Dunkelblau
998		Lebhaft orangerot	Grünlichblau
1101		Dunkelviolettrot	Grün
1128	3. Ordnung	Hellbläulichviolett	Gelblichgrün
1151		Indigo	Unreingelb
1258		Grünlichblau	Fleischfarben
1334		Meergrün	Braunrot
1376		Glänzendgrün	Violett
1426		Grünlichgelb	Graublau
1495		Fleischfarben	Meergrün
1534		Karminrot	Grün
1621		Mattpurpur	Mattmeergrün
1652		Violettgrau	Gelblichgrün
1682	4. Ordnung	Graublau	Grünlichgelb
1711		Mattmeergrün	Gelblichgrau
1744		Bläulichgrün	Lila
1811		Hellgrün	Karmin
1927		Hellgrünlichgrau	Graurot
2007		Weißlichgrau	Blaugrau
2048		Fleischrot	Grün

Nicols vornehmlich grauweiße Mischfarben auftreten, die aber bald über Gelb zu lebhaft roten Farben übergehen. Für $\Gamma = \lambda_0$ wird die hellste Stelle im Spektrum gerade ausgelöscht. Die Mischfarbe besteht also aus Rot und Blau und ergibt einen tiefviolettroten Purpurton, der nach kleineren Gangunterschieden schnell zu Rot, nach größeren schnell zu Violett umschlägt. Man nennt diese charakteristische Farbe die „empfindliche Farbe" (teinte sensible), weil ihr Auftreten und Verschwinden schon auf kleine Änderungen des Gangunterschiedes sehr stark anspricht. Zu je höheren Ordnungen wir in der Farbskala fortschreiten, um so blasser werden die Farben. Schon in der vierten Ordnung treten zum Teil etwas weißliche Farben auf. In der sechsten Ordnung, die in der Tabelle nicht mehr dargestellt ist, werden die Farben dem Weiß schon sehr ähnlich und in noch höheren Ordnungen sind sie für das Auge von Weiß nicht zu unterscheiden. Aber trotzdem ist dieses Weiß höherer Ordnung kein Weiß, wie es ein unverändertes Sonnenspektrum ergibt, sondern es sind darin viele Lichtarten, über das ganze Spektrum verteilt, ausgelöscht.

Man übersieht die ganze Reihe der normalen Interferenzfarben am besten an einem Keil aus Quarz oder Gips. Diese beiden Mineralien haben eine sehr kleine Dispersion der Doppelbrechung; daher hängt bei ihnen die Farbskala praktisch nur von der Veränderung der Dicke ab, wie dies für sogenannte „normale" Interferenzfarben Voraussetzung ist. Manche Kristalle besitzen aber eine sehr hohe Dispersion der Doppelbrechung. Dann bestimmt sich die resultierende Farbe nicht nur aus der Dicke, sondern auch aus der Dispersion von $n_2 - n_1$, und es können dann von der normalen Farbskala beträchtlich abweichende, anormale Folgen von Interferenzfarben auftreten (siehe hierzu S. 187). Ebenfalls andere Farbfolgen sind zu beobachten, wenn die Energieverteilung im Spektrum der Lichtquelle von der der Sonne merklich abweicht.

Stehen die Nicols parallel, so ergibt sich die Konstruktion der resultierenden Amplitudenvektoren parallel zur Schwingungsrichtung des Analysators, wie es in Fig. 206b dargestellt ist. Es wird wieder

$$s_1 = p \cos \varphi$$
$$s_2 = -p \sin \varphi$$

nun aber

$$a_1 = s_1 \cos \varphi = p \cos^2 \varphi$$
$$a_2 = -s_2 \sin \varphi = p \sin^2 \varphi$$

und die Resultierende der beiden Amplituden, ohne Rücksicht auf den Gangunterschied der Schwingungen, ist

$$a_1 + a_2 = p (\cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi) = p,$$

also gleich der ursprünglichen Amplitude, welches auch das Azimut φ

der Schwingungsrichtungen in der Platte gegen den Polarisator sein möge. Bei gekreuzten Nicols war unter gleichen Verhältnissen $a_1 + a_2 = 0$, und es bedurfte eines Gangunterschiedes $\Gamma = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2} \ldots \lambda_0$, um $a_1 + a_2 = p$ zu machen. Man sieht aus dieser Überlegung, daß die Gangunterschiede auf die Interferenzerscheinungen zwischen gekreuzten und parallelen Nicols gegensätzlich wirken müssen. Zwischen parallelen Nicols werden also Wellenlängenplatten die höchste Intensität zeigen und Halbwellenlängenplatten die geringste. Die genaue Intensitätsformel für parallele Nicols lautet:

$$I_{\parallel} \sim 1 - \sin^2 2\,\varphi\, \sin^2 \pi \frac{\Gamma}{\lambda_0} \tag{17}$$

Addiert man 16) und 17), so wird $I_{\perp} + I_{\parallel} = 1$, d. h. die Erscheinungen zwischen gekreuzten und parallelen Nicols sind intensitätsmäßig zueinander komplementär. Da dies für jede einzelne Lichtart gilt, so gilt es auch für die resultierende Mischfarbe. Es sind also auch die Farben, die eine anisotrope Platte zwischen gekreuzten und zwischen parallelen Nicols zeigt, zueinander komplementär, d. h. sie ergänzen sich zu Weiß. In der Tab. 4 ist in der letzten Spalte auch für parallele Nicols die entsprechende Mischfarbe, die aus der verschiedenen Interferenz für die einzelnen Lichtarten resultiert, angeführt. In den höheren Ordnungen tritt zwischen parallelen Nicols gleichfalls der Farbton Weiß auf; es ist aber das komplementäre Weiß zu dem Weiß zwischen gekreuzten Nicols.

b) Spektralanalyse der Interferenzfarben.

Die eben besprochenen Erscheinungen lassen sich sehr schön experimentell analysieren, wenn man außer dem Polarisationsmikroskop noch ein einfaches Handspektroskop benutzt. Es ist diese Analyse für den Anfänger besonders lehrreich. Man geht bei ihr wie folgt vor:

Es wird eine Kristallplatte durch Drehen des Objekttisches zwischen gekreuzten Nicols auf ein Maximum der Helligkeit eingestellt. Die Platte soll für den ersten Versuch nicht zu dünn sein, sondern blasse Farben in der fünften bis achten Ordnung aufweisen. Man fertigt sich eine solche leicht selbst an durch Spaltung hellen Glimmers oder eines Gipskristalls. Die Platte muß wenigstens innerhalb des mikroskopischen Sehfeldes gleichmäßig dick sein. Die Einstellung des Handspektroskops bereitet man so vor, daß man es gegen den freien Himmel hält und den Spalt verengt, bis gerade die Fraunhofer'schen Linien sichtbar sind. Diese können mit der verschiebbaren Linse im Spektroskop scharf eingestellt werden. Nun setzt man das Spektroskop zentrisch auf die Okularlinse

des Mikroskops. Wird zunächst der Analysator ausgeschaltet, so sieht man das gewöhnliche Spektrum des Lichtes, das man zur Beleuchtung des Mikroskops benutzt. Mit Analysator aber erscheint das Spektrum von einer Reihe dunkler Linien, den sogenannten Müller'schen Streifen, durchzogen. Jedem Streifen entspricht eine Lichtart, für welche der Gangunterschied in der Kristallplatte genau ein ganzes Vielfaches der Wellenlänge dieser Lichtart in Luft ist (Fig. 207a), zunehmend um Eins von Streifen zu Streifen in der Richtung von Rot nach Blau. Die Mischung der nicht ausgelöschten Farben im Spektrum ergibt den Farbton, den man nach Fortnahme des Spektroskops beim Einblick in das Mikroskop sieht.

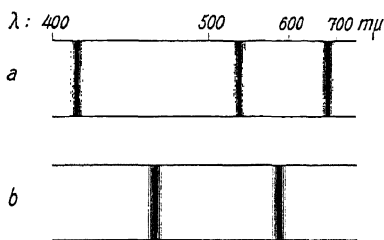



Fig. 207. Müller'sche Streifen im Spektrum für eine Platte mit dem Gangunterschied $\Gamma = 2050$ mμ. a) Zwischen gekreuzten Nicols: $2050 = 3 \cdot 683 = 4 \cdot 512 = 5 \cdot 410$, also ausgelöscht die Lichtarten $\lambda = 683$, 512 und 410 mμ. Mischfarbe: Fleischrot. b) Zwischen parallelen Nicols: $2050 = 3\frac{1}{2} \cdot 585 = 4\frac{1}{2} \cdot 456$, also ausgelöscht die Lichtarten $\lambda = 585$ und 456 mμ. Mischfarbe: Grün.

Stellt man die Nicols parallel, so erscheinen jetzt im Spektroskop diejenigen Stellen des Spektrums ausgelöscht, die zuvor gerade am hellsten waren (Fig. 207b). Der Gangunterschied für diese Lichtarten ist also gleich einem ganzen Vielfachen und Einhalbfachen der Wellenlänge jeder Lichtart, wiederum um Eins zunehmend von Streifen zu Streifen in der Richtung von Rot nach Blau. Das komplementäre Verhalten der Erscheinung zwischen gekreuzten und parallelen Nicols wird so unmittelbar deutlich. Hat man den ersten Versuch mit einer dickeren Platte ausgeführt, so ist es besonders reizvoll, die satteren Farben der niederen Ordnungen an dünneren Platten ebenso zu analysieren und zu studieren. Dieser Vorgang wird als Spektralanalyse der Interferenzfarben bezeichnet.

Anmerkung: Mit den Müller'schen Streifen, die im Spektrum weißen Lichts an Platten auftreten, darf man nicht die dunklen Interferenzstreifen verwechseln, die im monochromatischen Licht (also ohne Spektroskop) an Keilen sichtbar werden, die ebenfalls zwischen gekreuzten Nicols für $\Gamma = x\lambda$, zwischen parallelen für $\Gamma = (x + \frac{1}{2})\lambda$

Fig. 208. Quarzkeil im monochromatischen Licht zwischen gekreuzten und parallelen Nicols.

erscheinen, wo x eine ganze Zahl ist, die aber hier infolge der zunehmenden Dicke des Keiles wächst (Fig. 208).

c) Summationswirkung der Apertur. Notwendigkeit der Blendenbetätigung.

Die im Polarisationsmikroskop bei orthoskopischem Strahlengang und bei Beleuchtung mit weißem Licht sichtbare Interferenzfarbe ist für gewöhnlich ein Summationseffekt der Interferenzfarben aller Richtungen innerhalb der Apertur des Objektivs. Da im allgemeinen diesen verschiedenen Richtungen nicht nur eine unterschiedliche Doppelbrechung, sondern auch ein verschiedenes Ausmaß der durchstrahlten Plattendicke entspricht, so ändert sich Γ für jede Lichtart mit der Richtung innerhalb der Objektivapertur; also ist auch die Interferenzfarbe für jede Richtung im allgemeinen eine andere, und es wird bei voller Apertur immer ein Summationseffekt verschiedener Interferenzfarben gesehen. Dies macht sich namentlich bei Anwendung stärkerer Objektive in einem erheblichen Verblassen der Farben bemerkbar. Um die reine Interferenzfarbe zu beobachten, die der jeweiligen Doppelbrechung der Platte in Richtung ihrer Normalen entspricht, muß man die wirksame Apertur des Objektivs begrenzen. Bei Benutzung schwacher Objektive erfolgt das durch Schließen der unterhalb des Polarisators sitzenden Irisblende. Bei Benutzung stärkerer Objektive, wenn das volle Beleuchtungssystem eingeschaltet ist, erfolgt die Aperturbegrenzung entweder durch Schließen der Irisblende zwischen Kollektor und Kondensor im Beleuchtungsapparat oder durch genügend ausgiebiges Senken des ganzen Beleuchtungsapparates. Man kann dann deutlich das Satterwerden der Interferenzfarben mit der Verringerung der Apertur beob-

achten. In vielen Fällen, namentlich bei Anwendung starker Objektive, kann oft erst nach genügender Abblendung von einer wirklichen Farbe gesprochen werden.

d) Prüfung der Objektive auf Spannungsfreiheit.

Das im Abschnitt a beschriebene Verhalten einer anisotropen Platte zwischen gekreuzten Nicols kann man dazu verwenden, die Objektive auf Spannungsfreiheit zu prüfen. Bei leerem Objekttisch führt man das Objektiv mittels der Zahntriebbewegung so nahe an den Beleuchtungsapparat heran, daß nach Herausnahme des Okulars die ganze Apertur des Objektivs mit Licht erfüllt erscheint. Dreht man nun das Objektiv in seinem Anschraubgewinde zwischen gekreuzten Nicols und beobachtet, ohne Okular in den Tubus blickend, das Öffnungsbild des Objektivs, so werden all diejenigen Stellen in seinen Linsen, welche infolge von Verspannung doppelbrechend sind, beim Drehen des Objektivs abwechselnd aufhellen und verdunkeln (Fig. 246). Sind diese Aufhellungen nur geringfügiger Art, so schädigen sie die Brauchbarkeit des Objektivs nicht (vgl. hierzu S. 170 u. Fig. 247).

Eine quantitative Methode zur Messung des Spannungszustandes der Objektive werden wir in einem späteren Abschnitt kennenlernen (S. 186).

2. Inaktive anisotrope Platten zwischen gekreuzten Nicols bei konoskopischem Strahlengang.

Die in Abschnitt 1 c behandelten nachteiligen Folgen hoher Aperturen im orthoskopischen Bilde kehren sich bei konoskopischem Strahlengang in einen Nutzeffekt um. Wie bei der Beschreibung des Polarisationsmikroskops schon erläutert wurde, besteht das Wesen der konoskopischen Beobachtung darin, den durch die Objektivapertur bedingten Summationseffekt der Interferenzen entsprechend den verschiedenen Strahlenrichtungen aufzulösen. Das erfolgt nach Einschalten der Amici-Bertrand'schen Hilfslinse durch Anvisieren der hinteren Brennfläche des Objektivs. Jeder Stelle dieser Brennfläche (Fig. 190b) entspricht im Präparat ein parallelstrahliges Bündel besonderer Richtung, also zwischen gekreuzten Nicols ein anderer Interferenzeffekt. Das konoskopische Interferenzbild zeigt somit die Variation des optischen Verhaltens mit der Richtung im Kristall, soweit die Apertur des Objektivs es darzustellen erlaubt. Man wählt daher für die konoskopische Beobachtung immer Objektive hoher Apertur. In Tab. 3, S. 86 ist zusammengestellt, welchen Winkelbereich man mit den einzelnen Objektiven konoskopisch erfassen kann.

Das Wesen der einschlägigen Interferenzbilder wird am leichtesten bei der Analyse einiger typischen Fälle ersichtlich.

a) Platten einachsiger Kristalle senkrecht zur optischen Achse.

Wir benutzen eine dünne, senkrecht zur optischen Achse geschnittene Kalkspatplatte und ein Objektiv der numerischen Apertur 0,5—0,8. Nach Einfügen der Amici-Bertrand'schen Hilfslinse und des vollen Beleuchtungsapparates unter Öffnung seiner Blenden sieht man bei Benutzung eines annähernd monochromatischen Lichtfilters ein konoskopisches Interferenzbild, wie es in Fig. 209 dargestellt ist. Seine Deutung ist folgende:

α) Es müssen alle Stellen dunkel sein, welche Richtungen im Kristall entsprechen, für die die Doppelbrechung Null ist (optische Achse: Zentrum der Interferenzfigur).

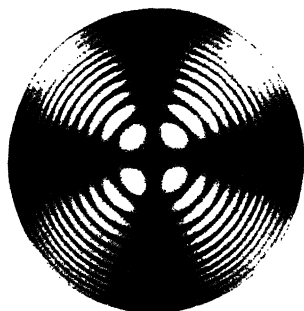



Fig. 209. Konoskopisches Interferenzbild eines optisch einachsigen Kristalls für eine Platte senkrecht zur optischen Achse im einfarbigen Licht zwischen gekreuzten Nicols.

β) Es müssen alle Stellen dunkel sein, welche Richtungen im Kristall entsprechen, für die die Schwingungsrichtungen parallel und senkrecht zu denen der Nicols liegen. Dabei kommt in Betracht, daß jede durch die Spur der optischen Achse im Interferenzbild gelegte Gerade (Fig. 210a) die Projektion eines Hauptschnittes der Indikatrix ist; die Schwingungsrichtungen liegen parallel und senkrecht zu den Spuren dieser Hauptschnitte. Sie sind also parallel $\mathfrak{S}_P$ und $\mathfrak{S}_A$ in Auslöschungsstellung, die unter 45° hierzu geneigten Hauptschnitte dagegen in Diagonalstellung und somit am meisten aufgehellt. Infolgedessen ist ein dunkles Kreuz sichtbar, dessen Balken parallel zu $\mathfrak{S}_P$ und $\mathfrak{S}_A$ liegen.

γ) Es müssen alle Stellen dunkel sein, die Richtungen im Kristall entsprechen, für welche der Gangunterschied ein ganzes Vielfaches der Wellenlänge der benutzten Lichtart ist. Da die Indikatrix hier ein Rotationsellipsoid mit der optischen Achse als Rotationsachse vorstellt, so liegen die Richtungen, für welche $\Gamma = 1, 2, 3 \ldots \lambda_0$ ist, auf konzentrischen Kreisen um die Spur der optischen Achse (Fig. 210b). Der erste Ring um die Spur der Achse entspricht $\Gamma = \lambda_0$, der zweite $\Gamma = 2\,\lambda_0$ usw., da $n_2 - n_1$ in Richtung der Achse gleich Null ist und mit der Neigung gegen die Achse wächst. Der jeweilige Wert von Γ wird aber nicht allein durch dieses Anwachsen von $n_2 - n_1$ bedingt, sondern auch noch durch die Zunahme des Weges in der durchstrahlten Schicht; diese Zunahme

wird wegen der Neigung der Aperturstrahlen um so größer, je mehr man vom Zentrum der Interferenzfigur (Apertur Null) zur Peripherie (Apertur des Objektivs) übergeht.

Durch das Zusammenwirken dieser drei Momente entsteht das Interferenzbild der Fig. 209.

Nimmt man das Lichtfilter fort, so werden nur in denjenigen charakteristischen Eigenschaften der Interferenzfigur Änderungen eintreten, die von der Lichtart abhängig sind, d. h. welche Dispersion zeigen. Bei einem einachsigen Kristall hat die optische Achse für alle Lichtarten dieselbe Orientierung, deshalb bleiben auch die Hauptschnitte für alle

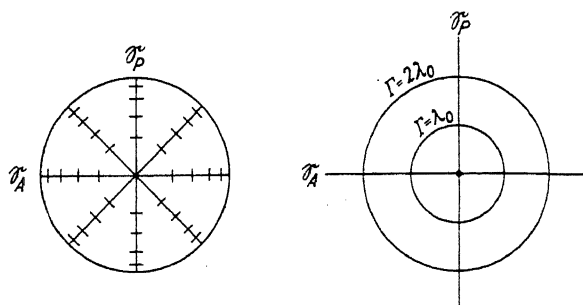



Fig. 210. Entstehung des konoskopischen Interferenzbildes der Fig. 209: a) dunkles Kreuz mit Balken parallel zu $\mathfrak{S}_P$ und $\mathfrak{S}_A$ infolge der Lage der Schwingungsrichtungen; b) konzentrische dunkle Ringe infolge $\Gamma = x\,\lambda_0$ ($x = 1, 2, 3 \ldots$).

Lichtarten dieselben. Nur $n_2 - n_1$ ändert sich mit der Lichtart. Im weißen Licht wird also die Erscheinung gegenüber der Fig. 209 nur insofern abweichen, als die konzentrischen Kreise um die Spur der Achse farbig werden. Die Farbfolge in diesen Kreisen, radial von ihrem Zentrum ausgerechnet, entspricht der Farbfolge, die man an einem passend geschnittenen Keil aus Kalkspat bei orthoskopischem Strahlengang beobachten könnte. Man unterscheidet also eine Reihe von farbigen Ordnungen und das Weiß höherer Ordnung.

Bei azimutaler Drehung des Kristalles ändert sich wegen der Rotationssymmetrie der Indikatrix an den Interferenzfiguren nichts, sofern die Platte genau senkrecht zur optischen Achse geschnitten ist; andernfalls tritt ein Schlagen der Interferenzfigur, entsprechend der Schiefe der Schnittlage, auf.

b) Platten senkrecht zur ersten Mittellinie optisch zweiachsiger Kristalle.

Wir benutzen eine nicht zu dünne Spaltungsplatte von hellem Glimmer und ein Objektiv der Apertur etwa 0,8. Bei derselben Einstellung wie vorhin sieht man bei Benutzung des Lichtfilters, je nachdem, in welchem Azimut die Kristallplatte liegt, eine Interferenzfigur, wie in 211a oder wie in 211b. Durch Vergleich mit den Intensitätsverhältnissen im orthoskopischen Strahlengang, also durch einfaches Ausschalten der Amici-Bertrand'schen Hilfslinse, stellen wir fest, daß Fig. 211a der Normalstellung (Stellung bester Auslöschung) und Fig. 210b der Diagonal-

a) Normalstellung. b) Diagonalstellung.

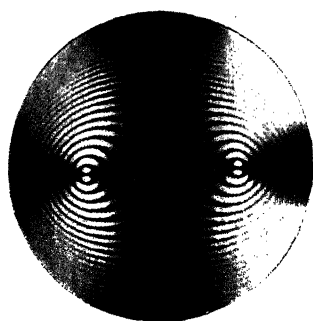
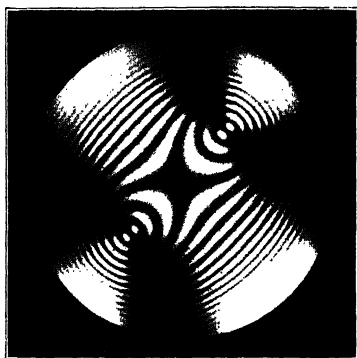



Fig. 211. Konoskopisches Interferenzbild eines optisch zweiachsigen Kristalls für eine Platte senkrecht zur ersten Mittellinie im einfarbigen Licht zwischen gekreuzten Nicols (nach Hauswaldt).

stellung (Stellung größter Aufhellung) der Kristallplatte entspricht. Die Bedingungen für die Stellen größter Dunkelheit im konoskopischen Interferenzbild sind für zweiachsige Kristalle dieselben wie für einachsige. Nur haben wir bei ersteren zwei Richtungen, in denen die Doppelbrechung Null ist (zwei optische Achsen). Die ihnen entsprechenden Spuren im Interferenzbild sind daran kenntlich, daß sie bei azimutaler Drehung der Platte immer dunkel bleiben. Sie liegen innerhalb der beiden Augen der Interferenzfigur. Die durch sie hindurchgehenden Hyperbeln verändern bei azimutaler Drehung der Kristallplatte ihre Gestalt und Lage. Diese Hyperbeln entsprechen denjenigen Richtungen im Kristall, für welche die Schwingungen parallel zu $\mathfrak{S}_P$ und zu $\mathfrak{S}_A$ liegen. Diese Richtungen variieren hier aber mit dem Azimut nach einem komplizierteren Gesetz als bei einachsigen Kristallen. In der Normal-

stellung schließen sich die beiden Hyperbeln zu einem schwarzen Kreuz parallel $\mathfrak{S}_P$ und $\mathfrak{S}_A$ zusammen, und die beiden Balken des Kreuzes sind die Spuren zweier Hauptachsenebenen (Symmetrieebenen) des dreiachsigen Indexellipsoides. Der Durchkreuzungspunkt dieser beiden Balken ist die Spur einer optischen Symmetrieachse, und zwar in der Fig. 211 die Spur der spitzen Bisektrix (ersten Mittellinie), da sie den spitzen Winkel zwischen den optischen Achsen halbiert. An Stelle der Kreise $\Gamma = 1, 2, 3 \ldots \lambda_0$ treten bei zweiachsigen Kristallen (bei denen nicht eine Indikatrix mit Rotationssymmetrie, sondern ein dreiachsiges Indexellipsoid besteht) lemniskatenähnliche Kurven auf, in denen man von einer optischen Achse, radial nach außen gehend, im weißen Licht wieder die einzelnen Ordnungen der Interferenzfarben unterscheiden kann. Geht man dabei in der Diagonalstellung der Platte (Fig. 211b) von einer optischen Achse aus, über das Zentrum des konoskopischen Interferenzbildes nach der Spur der anderen Achse hin, so steigen zunächst die Interferenzfarben bis zu einem Maximum in Richtung der ersten Mittellinie und fallen dann wieder auf Null in Richtung auf die zweite optische Achse zu. Die Interferenzfarbe im Zentrum des konoskopischen Interferenzbildes ist identisch mit der Interferenzfarbe bei orthoskopischem Strahlengang, wenn die Beleuchtungsapertur genügend abgeblendet ist.

Bei zweiachsigen Kristallen können im weißen Licht auch die Augen der Interferenzfigur und die Hyperbeln farbig werden, weil bei Zweiachsigkeit die optischen Achsen für verschiedene Lichtarten im allgemeinen verschiedene Richtungen im Kristall besitzen, und auch die Schwingungsrichtungen dispersiert sind. Wenn die Dispersion klein ist, so wird sie im konoskopischen Interferenzbild nicht augenfällig; bei starker Dispersion (Cerussit, Brookit) hingegen treten im weißen Licht ganz besondere Erscheinungen auf, die man jedoch sofort verstehen lernt, wenn man nacheinander verschiedene Lichtfilter vor den Spiegel schaltet.

c) Beliebig orientierte Platten optisch einachsiger und zweiachsiger Kristalle.

Es ist leicht zu übersehen, wie das konoskopische Interferenzbild sich verändert, wenn die Schnittlage gegen die optische Indikatrix eine beliebige wird. Man braucht sich nämlich nur das konoskopische Interferenzbild der Fig. 209 und 211 im Bildfeld der Mikroskopapertur verschoben zu denken, um prinzipiell die Erscheinungen verschiedener Schnittlagen zu erhalten. In Fig. 212a sieht man schematisch das konoskopische Interferenzbild eines einachsigen Kristalles mit schiefer Schnitt-

lage gegen die optische Achse; die Richtung der optischen Achse liegt noch innerhalb der Apertur des Objektivs. In Fig. 212b ist das konoskopische Interferenzbild eines noch mehr gegen die optische Achse geneigten Schnittes dargestellt; ihre Richtung fällt hier nicht mehr inner-

Fig. 212. Konoskopisches Interferenzbild eines optisch einachsigen Kristalls bei schiefer Schnittlage gegen die optische Achse. a) Optische Achse innerhalb der Objektivapertur. b) Optische Achse außerhalb der Objektivapertur.

halb der Objektivapertur, und ihre Spur würde erst bei Anwendung noch höherer Aperturen sichtbar werden. In jedem Falle liegen bei solchen schiefen Schnitten einachsiger Kristalle die dunklen Balken (Isogyren) parallel zu den Schwingungsrichtungen der Nicols und verschieben sich beim Drehen des Objektes parallel zu sich selbst. Die Spur

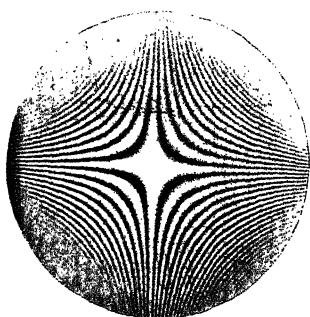



Fig. 213. Konoskopisches Interferenzbild eines optisch einachsigen Kristalls für eine Platte parallel zur optischen Achse im einfarbigen Licht zwischen gekreuzten Nicols (Diagonalstellung) (nach Hauswaldt).

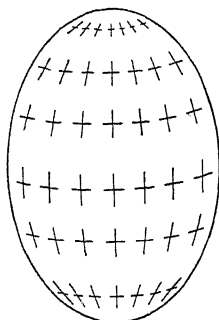



Fig. 214. Schwingungsrichtungen auf dem Indexellipsoid wirteliger Kristalle (Rotationsellipsoid). Richtungen senkrecht zur optischen Achse haben gleichsinnig liegende Schwingungsrichtungen.

der optischen Achse liegt immer in dem Schnittpunkt der beiden Balken, und wenn von ihnen nur einer zu sehen ist, in seiner Verlängerung.

Ist der Schnitt parallel zur optischen Achse eines einachsigen Kristalles, so sieht man in der Normalstellung ein verwaschenes dunkles Kreuz, bei der Drehung des Tisches öffnet es sich rasch, und in der Diagonalstellung sind keine Balken mehr zu sehen (Fig. 213). Es ist das

leicht erklärlich, denn für den ganzen Komplex von Richtungen, die senkrecht oder wenigstens nahezu senkrecht auf der optischen Achse stehen, liegen die Schwingungsrichtungen praktisch parallel zueinander (Fig. 214), also in der Diagonalstellung der Platte für den ganzen Richtungskomplex innerhalb der Objektivapertur praktisch diagonal zu den Schwingungsrichtungen der Nicols. Die in Fig. 213 sichtbaren Kurven $\Gamma = x \lambda_0$ (wo x eine ganze Zahl ist) sind nur bei sehr schwacher Doppelbrechung, anderenfalls nur bei bester Monochromasie des Lichts zu sehen.

In analoger Weise verändert sich das konoskopische Interferenzbild bei zweiachsigen Kristallen, wenn der Schnitt schief gegen die erste Mittellinie liegt. Platten, die nahezu oder genau senkrecht auf einer optischen Achse stehen, zeigen das in Fig. 215 dargestellte konoskopische Interferenzbild. Es enthält nur eine Isogyre, die beim Drehen des Präparates sich nicht parallel zu sich selbst verschiebt, sondern sich im entgegengesetzten Sinne zur Drehung des Präparates um die Spur der optischen Achse dreht. Je mehr gebogen diese Isogyre in der Diagonalstellung erscheint, desto kleiner ist der Winkel der optischen Achsen. Bei $2\,V = 90^0$ bleibt die Isogyre bei voller Umdrehung des Präparates um 360^0 gerade gestreckt.

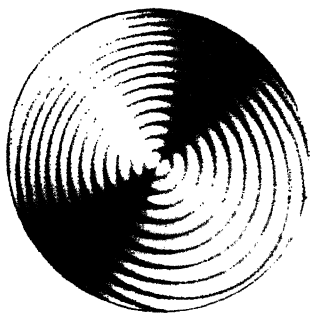



Fig. 215. Konoskopisches Interferenzbild eines optisch zweiachsigen Kristalls für eine Platte senkrecht zu einer optischen Achse im einfarbigen Licht zwischen gekreuzten Nicols (nach Hauswaldt).

Liegt der Kristallschnitt ungefähr senkrecht zur zweiten Mittellinie, so zeigt sich ein ähnliches Bild wie bei Schnitten um die erste Mittellinie. Nur reicht das Bild in seiner Winkelausdehnung nicht bis zu den optischen Achsen, was übrigens bei großem Achsenwinkel auch für Schnitte senkrecht zur ersten Mittellinie vorkommen kann, wenn man Objektive mit nicht großer Apertur benutzt.

Schnitte senkrecht zur optischen Normale zeigen ein ähnliches Verhalten wie solche parallel zur optischen Achse einachsiger Kristalle. Die Hyperbeln treten, wenn man das Präparat dreht, rasch in Richtung der ersten Mittellinie aus dem Interferenzbild heraus. Ebenso sieht man an solchen Platten in der Diagonalstellung die Interferenztöne immer in zwei gegenüberliegenden Quadranten gleich. Durch die Quadranten mit den niederen Polarisationsfarben geht die Projektion der ersten Mittellinie.

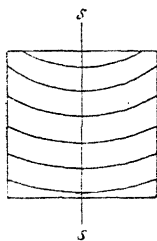



Fig. 216. Interferenzstreifensystem mit Symmetrie nach *SS*.

Beliebige Schnitte zweiachsiger Kristalle geben konoskopische Interferenzbilder, deren Erklärung nunmehr nicht mehr Schwierigkeiten bieten wird. Oft ist für deren Beobachtung monochromatisches Licht zu empfehlen. *Man muß bedenken, daß die* Symmetrie dieser Interferenzbilder die optische Symmetrie des betreffenden Kristallschnittes darstellt. Aus Beobachtungen auf verschiedenen Flächen kann man also Schlüsse auf das Kristallsystem machen. Ein Interferenzstreifensystem, wie in Fig. 216 dargestellt, lehrt, daß der betreffende Schnitt eine Symmetrie in Richtung *SS* hat.

d) Summationswirkung der Objektfeldgröße. Notwendigkeit der Blendenbetätigung.

Während beim orthoskopischen Strahlengang die Größe der Apertur die Reinheit der Erscheinungen schädigt, wirkt in dieser Art bei konoskopischem Strahlengang die Größe des Sehfeldes im Präparat. In der Tat entspricht ja jedem Punkt im konoskopischen Interferenzbild ein paralleles Bündel größeren Querschnittes im Objekt (Fig. 190 b). Das Interferenzbild in der oberen Brennfläche des Objektivs wird nur dann

Fig. 217. Isolierung des konoskopischen Interferenzbildes eines kleinen Kristallkornes. a) Orthoskopisches Bild. b) Nach Einschalten der Amici-Bertrand'schen Hilfslinse und Aufsetzen der Hilfslupe. c) Nach Schließen der Irisblende an der Amici-Bertrand'schen Hilfslinse. d) Konoskopisches Interferenzbild des bei a) in der Mitte sichtbaren Kornes nach Fortnehmen der Hilfslupe.

gut definiert sein, wenn das Präparat über einen größeren Durchmesser hin homogen ist. Handelt es sich um die konoskopische Beobachtung stark inhomogener Präparate oder von solchen kleiner Korngröße, so muß man den Querschnitt der Strahlenbündel in der Präparatebene bis auf die Korngröße abblenden. Da dies in der Präparatebene selbst nicht gut möglich ist, so ist die Blende technisch in eine andere Ebene des Strahlenganges verlegt, in welcher man von dem Präparat ein leicht zugängliches Bild erzeugen kann. Eine solche, besonders geeignete Stelle befindet sich in der Nähe der Amici-Bertrand'schen Hilfslinse (Fig. 191 b). Dort kann man das Präparat vergrößert abbilden und mittels einer Blende die Isolierung des Kristallkornes noch sehr viel weiter treiben, als es bei Abblendung in der Präparatebene möglich wäre. Bei den einfacheren Stativen ist die Amici-Bertrand'sche Hilfslinse zumeist von vornherein schon soweit abgeblendet, daß für das konoskopische Interferenzbild nur ein kleiner Teil des mikroskopischen Sehfeldes wirksam ist. Die vollkommeneren Polarisationsmikroskope enthalten in unmittelbarer Nähe der Amici-Bertrand'schen Hilfslinse, in der Regel mit ihr ein- und ausschiebbar fest verbunden, eine Irisblende. *Die Ausblendung eines kleinen Kornes* vollzieht sich dann folgendermaßen (Fig. 217):

Fig. 218. Hilfslupe zum Aufsetzen auf das Okular mit Auszug zum Fokusieren der Austrittspupille und Gelenk zum Fortklappen.

a) Man fokusiert das orthoskopische Bild.

b) Man schaltet die Amici-Bertrand'sche Hilfslinse ein, setzt auf das Okular eine Hilfslupe (Fig. 218), stellt diese scharf auf das Bild der Irisblende an der Bertrand'schen Hilfslinse ein und fokusiert dann das Mikroskop mit der Tubusfeinbewegung ein wenig nach, bis das Präparat zugleich mit der Öffnung der Irisblende scharf gesehen wird.

c) Man schließt die Irisblende an der Amici-Bertrand'schen Hilfslinse, bis aus dem Kristallkorn, dessen konoskopisches Interferenzbild man isolieren will, ein homogener Bereich ausgeblendet ist.

d) Man klappt die Hilfslupe über dem Okular fort und sieht im Mikroskop das konoskopische Interferenzbild des isolierten Kornes.

Der Bereich, bis zu dem man mit diesem Verfahren Körner optisch isolieren kann, hängt von den vergrößernden Eigenschaften des Objektivs ab und beträgt z. B. mit den Objektiven 4, 5, 6, 7, Ölimmersion $^1/_{12}$ etwa 0,041 mm, 0,023 mm, 0,016 mm, 0,012 mm bzw. 0,007 mm im Durchmesser.

Wenn das Polarisationsmikroskop nicht mit einer Irisblende an der Bertrand'schen Hilfslinse ausgestattet ist, kann man zur Isolierung kleiner Körner ein älteres Verfahren nach C. Klein anwenden. Bei diesem braucht man die Bertrand'sche Linse überhaupt nicht, benutzt vielmehr ein besonderes Okular mit Irisblende und eine auf das Okular aufsetzbare Hilfslupe. Zunächst wird das orthoskopische Gesichtsfeld des Mikroskops mit Hilfe der Irisblende im Okular bis auf das zu isolierende Körnchen abgeblendet, dann die Hilfslupe auf das Okular gesetzt und solange in Richtung der Mikroskopachse verschoben, bis der helle Kreis über dem Okular, die sogenannte Austrittspupille des Mikroskops, scharf gesehen wird. Da diese Pupille ein Bild der Objektivapertur ist, erscheint in ihr das konoskopische Interferenzbild des isolierten Körnchens. Die Ausblendung kleiner Körner nach dieser Methode ist normalerweise nicht so ergiebig wie beim ersten Verfahren. Man kann aber auch hier die Ausblendung weitertreiben, wenn man im Okular anstatt einer Irisblende eine in zwei Richtungen verstellbare Spaltblende benutzt.

3. Verhalten optisch aktiver Kristalle.

Sogenannte aktive Kristalle, d. h. solche mit zirkular polarisierten Wellen in allen oder in bevorzugten Richtungen (siehe Abschnitt A II, 6) zeigen sowohl bei orthoskopischem als auch bei konoskopischem Strahlen-

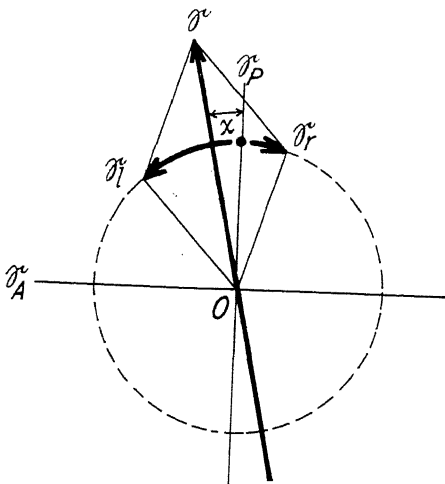



Fig. 219. Resultierende Drehung χ der Schwingungsrichtung aus einer schnelleren linkszirkularen und einer langsameren rechtszirkularen Schwingung.

gang ein gegenüber den bisherigen Ausführungen abweichendes Verhalten. Die beiden entgegengesetzt zirkularen Schwingungen verschiedener Geschwindigkeit, in welche die einfallende Schwingung $\parallel \mathfrak{S}_P$ beim Eintritt in die Kristallplatte zerfällt (Fig. 219), setzen sich beim Austritt aus der Platte wieder zu einer linearen $\mathfrak{S}$ zusammen, deren Richtung die Halbierungslinie des Winkels $\mathfrak{S}_l O \mathfrak{S}_r$ ist, der in einer bestimmten Zeit durch die beiden zirkular umlaufenden Schwingungen insgesamt bestrichen wurde. Der Winkel $\mathfrak{S} O \mathfrak{S}_P = \chi$ ist die resultierende Drehung der Schwingungsrichtung. Sie ist proportional der Plattendicke. Ihr auf die Dicke von 1 mm reduzierter Wert heißt das optische Drehungsvermögen der Substanz. Je nachdem, ob die links- oder die rechtsrotierende Welle die schnellere ist, ergibt sich linkes oder rechtes optisches Drehungsvermögen. Die zirkular polarisierenden Kristalle kommen sowohl mit linkem als auch mit rechtem Drehungsvermögen vor.

Die Orientierung der resultierenden linearen Schwingung $\mathfrak{S}$ ist unabhängig vom Azimut der Platte; es setzen ja die zirkularen Schwingungen immer im Azimut des Polarisators ein. Daher zeigt eine aktive Platte bei orthoskopischem Strahlengang während einer Umdrehung des Mikroskoptisches keinerlei Veränderung der Intensität; denn es bleibt der Winkel zwischen $\mathfrak{S}$ und $\mathfrak{S}_P$ und damit auch der dazu komplementäre Winkel zwischen $\mathfrak{S}$ und $\mathfrak{S}_A$ derselbe. Die aus dem Analysator bei gekreuzten Nicols austretende Intensität ist daher stets $I_{+} \sim \sin^2 \chi$.

a b

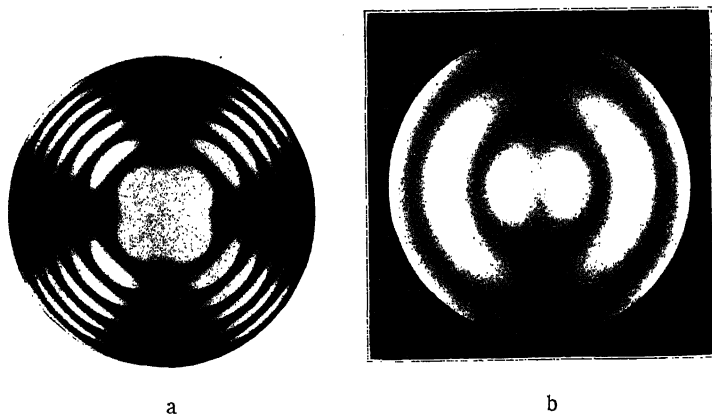



Fig. 220. Konoskopische Interferenzbilder optisch aktiver Kristalle zwischen gekreuzten Nicols im einfarbigen Licht (nach Hauswaldt). a) Quarz senkrecht zur optischen Achse. b) Rohrzucker senkrecht zu einer optischen Achse.

Da auch die zirkulare Doppelbrechung mit der Lichtart variiert, so ist die resultierende Drehung χ von der Lichtart abhängig. Bei genügender Verschiedenheit wird im weißen Licht die Aufhellung der Platte zwischen gekreuzten Nicols farbig; die Farbe wechselt, wenn man den Analysator oder den Polarisator dreht. Dabei wird jedesmal dann eine Lichtart im Spektrum ausgelöscht, wenn $\mathfrak{S}_A$ senkrecht zu der Resultierenden $\mathfrak{S}$ steht. Man kann dies wieder mit Hilfe eines Handspektroskops über dem Okular schön beobachten: Nimmt man als Objekt eine senkrecht zur optischen Achse geschnittene, mehrere Millimeter dicke Quarzplatte, so sieht man bei Drehung des Analysators oder des Polarisators, daß sich ein dunkler Streifen allmählich durch das ganze Spektrum hindurch verschiebt. Da das Drehungsvermögen des Quarzes für das Licht der orangegelben *D*-Linie 21,7° auf 1 mm beträgt, so ist der Drehungswinkel in den nur etwa 0,02 mm dicken Dünnschliffen sehr klein, so daß sich dort die soeben besprochenen Erscheinungen der Beobachtung entziehen.

Fig. 221. Airy'sche Spiralen an einer Kombination von Rechts- und Linksquarz senkrecht zur optischen Achse im einfarbigen Licht (nach Hauswaldt).

Entsprechend ergeben sich bei konoskopischem Strahlengang nur bei größeren Drehungsbeträgen χ merkliche Unterschiede gegenüber den Interferenzbildern inaktiver Kristalle. Die Spuren der Achsen bleiben dann bei dickeren Platten hell (Fig. 220). Liegen links- und rechtsdrehende Individuen übereinander, so treten bei größeren Plattendicken in der Nachbarschaft der Spuren der optischen Achsen die sogenannten Airy'schen Spiralen auf (Fig. 221).

4. Diagnostik der Indikatrix bei orthoskopischem und konoskopischem Strahlengang zwischen gekreuzten Nicols.

Aus den vorstehenden Ausführungen über das Verhalten anisotroper Platten zwischen gekreuzten Nicols ergeben sich folgende diagnostischen Merkmale:

I. Der Schnitt bleibt orthoskopisch im weißen Licht bei jedem Azimut dunkel.

Konoskopisch a) keine Achsenspur sichtbar: inaktiv isotrop.
b) Achsenspur mit zwei zueinander senkrechten Isogyren: inaktiv einachsig, Schnitt senkrecht zur kristallographischen Achse *c*.
c) Achsenspur mit einer Isogyre, oder zwei Achsenspuren: inaktiv zweiachsig, Schnitt senkrecht zu einer optischen Achse.

Anmerkung zu a) und b): Die stärkeren Objektive zeigen bei konoskopischem Strahlengang zwischen gekreuzten Nicols immer ein schwaches Kreuz mit Aufhellungen in den Quadranten, analog dem konoskopischen Interferenzbilde eines einachsigen Kristalles senkrecht zur optischen Achse. Es ist das durch die Drehung der Schwingungsrichtungen des Lichtes beim Durchgang durch die stark gekrümmten Frontlinsen dieser Objektive und des Kondensors bedingt und nicht zu vermeiden. Um sicher zu gehen, kippt man das Präparat etwas. Verlagern sich dabei der Schnittpunkt der Kreuzbalken nicht, so liegt eine Achsenspur nicht vor.

II. Der Schnitt ist orthoskopisch im weißen Licht bei jedem Azimut hell.

1. Mit monochromatischem Lichtfilter ist er ebenfalls bei jedem Azimut hell.

Konoskopisch a) keine Isogyren: aktiv isotrop.
b) Achsenspur mit zwei zueinander senkrechten, sich durchschneidenden Isogyren: inaktiv einachsig, stark doppelbrechend, Schnitt senkrecht zur kristallographischen Achse *c*.
c) Achsenspur mit zwei zueinander senkrechten, unterbrochenen Isogyren: aktiv einachsig, Schnitt senkrecht zur kristallographischen Achse *c*.
d) Achsenspur mit einer Isogyre oder zwei Achsenspuren, die Isogyren in der Achsenspur nicht unterbrochen: optisch zweiachsig inaktiv, stark doppelbrechend, Schnitt senkrecht zu einer optischen Achse.
e) Achsenspur mit einer Isogyre oder zwei Achsenspuren, die Isogyren in der Achsenspur unterbrochen: Optisch zweiachsig aktiv, Schnitt senkrecht zu einer optischen Achse.

2. Mit monochromatischem Lichtfilter sind vier gut definierte Auslöschungen vorhanden: Optisch zweiachsig mit starker

Dispersion der Schwingungsrichtungen; gegen die drei kristallographischen Hauptachsen *a, b, c* schiefer Schnitt eines rhombischen Kristalles, oder gegen die kristallographische Achsenebene (*a, c*) schiefer Schnitt eines monoklinen Kristalles, oder beliebiger Schnitt eines triklinen Kristalles.

III. Der Schnitt wird orthoskopisch im weißen Licht bei vier Azimuten dunkel:

Anisotrop; ob einachsig oder zweiachsig und welche Schnittlage, wird mittels des konoskopischen Interferenzbildes gemäß Abschnitt F, 2 unterschieden.

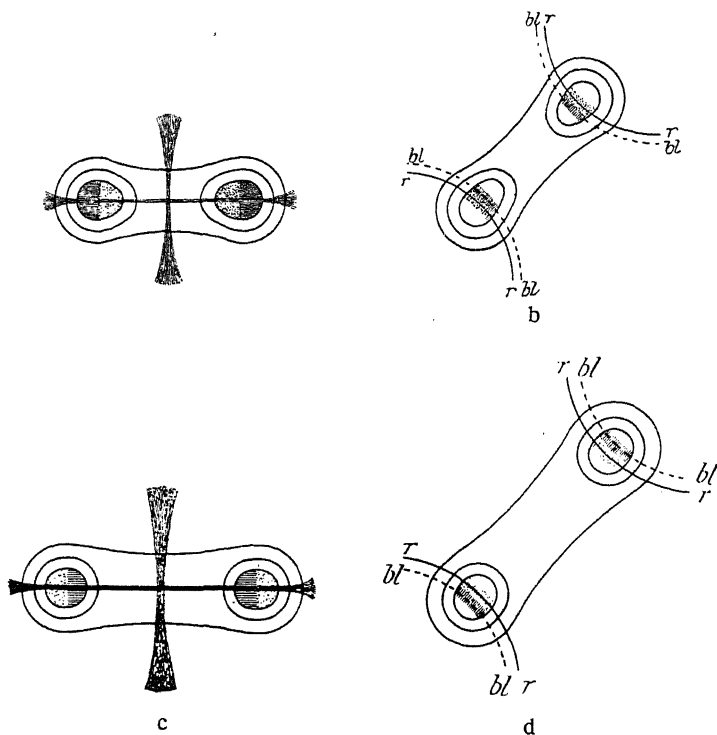



Fig. 222. Dispersion der optischen Achsen in rhombischen Kristallen. Symmetrie der Farben zur Ebene der optischen Achsen und zugleich zu der den Winkel der optischen Achsen halbierenden Ebene.

a) Normalstellung, b) Diagonalstellung: $2\,V_{\text{rot}} > 2\,V_{\text{blau}}$

c) Normalstellung, d) Diagonalstellung: $2\,V_{\text{rot}} < 2\,V_{\text{blau}}$

Bei den einachsigen Kristallen läßt sich durch die vorstehenden qualitativen Beobachtungen nicht entscheiden, ob sie dem trigonalen, tetragonalen oder hexagonalen Kristallsystem angehören. Bei den zweiachsigen Kristallen gewinnt man oft Anhaltspunkte für die Zugehörigkeit zum rhombischen, monoklinen oder triklinen System aus der Beobachtung der Farbsymmetrie im konoskopischen Interferenzbild bei weißem Licht. Für rhombische Kristalle liegen die Farben im konoskopischen Interferenzbild stets symmetrisch verteilt zu der Ebene der optischen Achsen und zugleich zu der darauf senkrechten Ebene, welche den Winkel zwischen den optischen Achsen halbiert (Fig. 222). Bei monoklinen Kristallen besteht Spiegelungssymmetrie der Farben, entweder nur zur Ebene der optischen Achsen (geneigte Dispersion, Fig. 223, Ebene der optischen Achsen in der Ebene 010), oder nur zur Halbierungsebene des Winkels der optischen Achsen (horizontale Dispersion, Fig. 224a, Ebene der optischen Achsen senkrecht 010), oder es besteht nur Drehungssymmetrie um 180° um die mit der Achse *b* zusammenfallende Mittellinie (gekreuzte Dispersion, Fig. 224b, Ebene der optischen Achsen wie bei der horizontalen Dispersion senk-

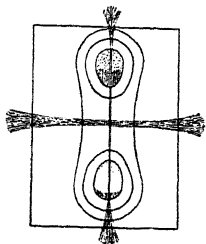



Fig. 223. Geneigte Dispersion der optischen Achsen in monoklinen Kristallen. Symmetrie der Farben nur zur Ebene der optischen Achsen (010).

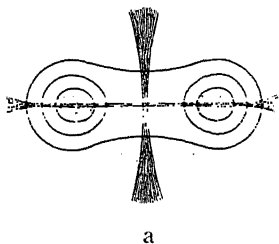
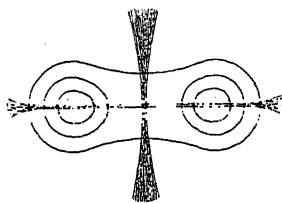



Fig. 224. Horizontale und gekreuzte Dispersion der optischen Achsen in monoklinen Kristallen. a) Horizontale Dispersion: Symmetrie der Farben nur zu der Halbierungsebene des Winkels der optischen Achsen. b) Gekreuzte Dispersion: Digyrische Symmetrie der Farben nach einer Mittellinie.

recht 010). Horizontale und gekreuzte Dispersion kommen also in demselben Kristall stets zusammen vor, eine davon um die erste, die andere um die zweite Mittellinie (vgl. S. 80). Gewöhnlich ist aber nur die Dispersion um die erste Mittellinie in der Objektivapertur enthalten. Im triklinen System herrscht Unsymmetrie der Farben. Ist

konoskopisch nur die nächste Nachbarschaft einer Achse sichtbar, so wird die Entscheidung über die Zugehörigkeit des Präparates zum rhombischen, monoklinen oder triklinen Kristallsystem schwierig.

5. Diagnostik der Indikatrix mittels des Universaldrehtisches.

Besonders elegant lassen sich die vorstehenden Ermittelungen der Indikatrixart unter Benutzung des Universaldrehtisches ausführen. Man hat hierbei lediglich orthoskopische Beobachtungen mit schwachen Objektiven auszuführen und ist dennoch in der Lage, selbst mittels nur eines Schnittes nacheinander alle Richtungen innerhalb von Aperturen bis über 1,2 um die Schliffnormale in die Mikroskopachse einzustellen; man kann also das optische Verhalten innerhalb eines sehr großen räumlichen Winkels der Indikatrix studieren.

Der Universaldrehtisch. — Das zuerst von E. v. Fedorow systematisch benutzte Instrumentarium und die Methodik sind in den letzten zwei Jahrzehnten sehr wesentlich vervollkommnet worden. Fig. 225 zeigt einen modernen Universaldrehtisch für Dünnschliffe normalen Formates, der auf dem Tisch jedes größeren Mikroskops auf-

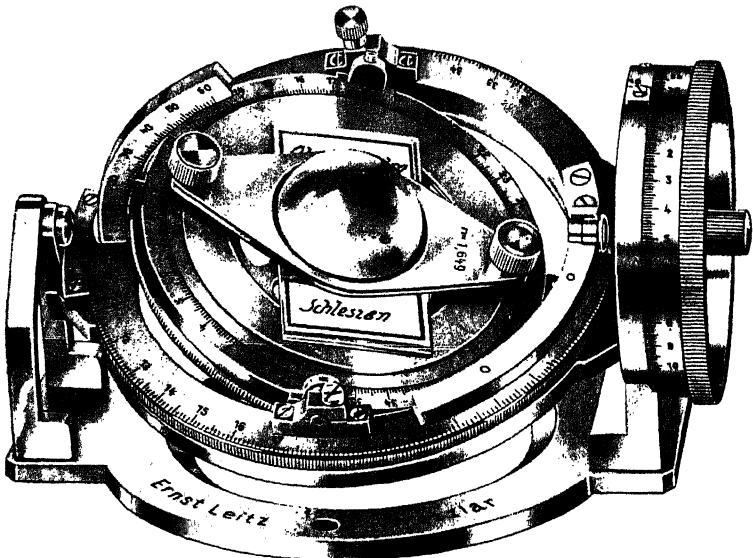



Fig. 225. Vierkreisiger Universaldrehtisch für Dünnschliffe normalen Formats.

gestellt werden kann (Fig. 226). Zusammen mit dem Drehtisch des Mikroskops verfügt man dann über fünf Drehachsen. Sie sind schematisch in Fig. 227 dargestellt und mit A_1, A_2, A_3, A_4, A_5 bezeichnet. A_1

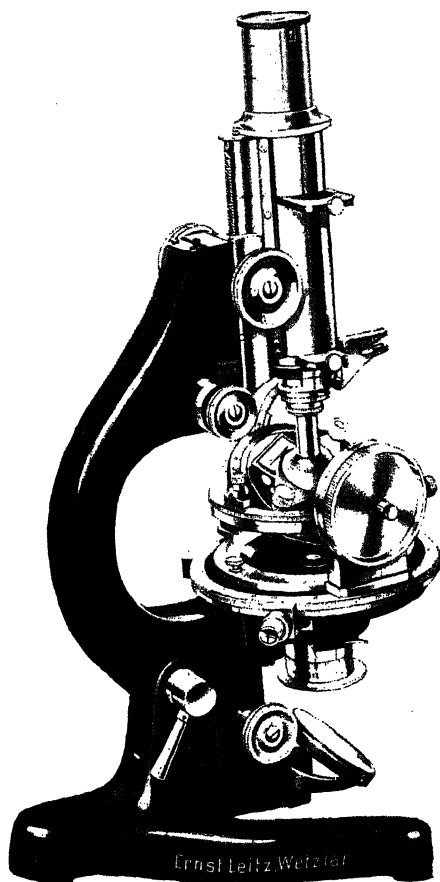



Fig. 226. Polarisationsmikroskop mit Universaldrehtisch

und A_2 bilden ein Paar zueinander senkrecht liegender Drehachsen. A_1 hat den innersten Meßkreis M_i. In der Ebene dieses Meßkreises liegt die Drehachse A_2. Bei ihrer Betätigung ändert sich die räumliche Lage von A_1. A_3 und A_4 bilden ein zweites Paar zueinander senkrecht liegender

Drehachsen. A_3 hat den mittleren Meßkreis M_m. Bei der Betätigung dieser Drehachse verändern A_1 und A_2 ihre Lage. In der Ebene des Meßkreises M_m liegt die Drehachse A_4. Bei ihrer Benutzung ändern A_1, A_2, A_3 ihre Lage. A_5 ist die Drehachse des Mikroskoptisches. Ihre Benutzung ändert die Lage der Achsen A_1 bis A_4. Zu A_1 gehört der innerste, zu A_5 der äußerste Meßkreis; A_1 ist immer die Richtung der Schliffnormale, A_5 die der Mikroskopachse. Stellt man A_1 und A_3 parallel A_5, so sind diese Achsen (mit ungeradzahligen Indices) vertikale Drehachsen und A_2 und A_4 (mit geradzahligen Indices) horizontale Drehachsen.

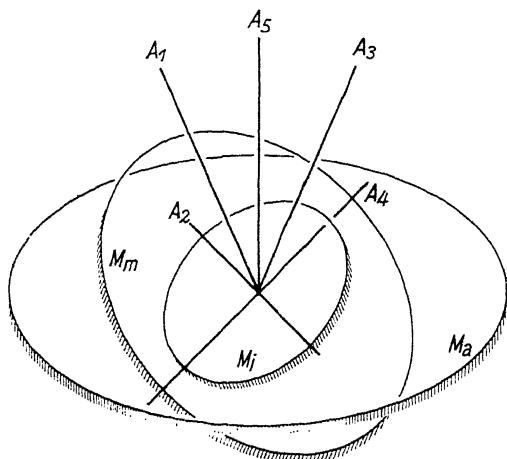



Fig. 227. Bezeichnung der fünf Drehachsen. A_1: Achse des horizontalen innersten Meßkreises M_i. A_2: Achse zur Neigung des Meßkreises von A_1. A_3: Achse des mittleren horizontalen Meßkreises M_m. A_4: Achse zur Neigung des Meßkreises von A_3. A_5: Achse des äußeren horizontalen Meßkreises M_a.

Diese Anordnung, mit A_4 parallel dem horizontalen Okularfaden und mit A_2 parallel dem vertikalen Okularfaden, ist die „Ausgangsstellung“ des Tisches (Fig. 228).

Auf die als Tischfläche dienende Glasplatte des Universaldrehtisches wird ein Tropfen Immersionsflüssigkeit (am besten Glyzerin) gebracht und der auf einem normalen Objektträger aufgekittete und mit Deckglas versehene Schliff auf die Glasplatte gelegt und mittels des oberen Glassegmentes, ebenfalls unter Zwischenfügung eines Immersionstropfens, am Tisch befestigt. Das andere Segment wird mittels eines Tropfens Immersion an die Unterseite der Tischfläche angeheftet. Diese

Segmente haben den Zweck, die Brechung der Lichtstrahlen beim Ein- und Austritt aus der Kristallplatte möglichst zu vermeiden und sollen daher wenigstens ungefähr einen Brechungsindex haben wie der zu untersuchende Kristall. Zweck der Immersion ist es, Totalreflexion zu vermeiden.

Um die Auswirkung von Zentrierungsfehlern möglichst klein zu halten, ist es vorzuziehen, stets Segmente mit großem Krümmungsradius zu benutzen und die wirksame Apertur bei der Beobachtung nicht durch Blenden im Beleuchtungsapparat, sondern im Objektiv zu regeln. Die in folgender Tab. 5 genannten Spezialobjektive besitzen einen zweckmäßig gewählten, und zwar sämtlich denselben, freien

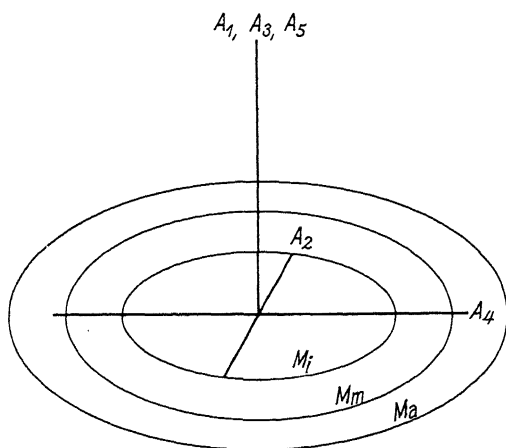



Fig. 228. Ausgangsstellung des *U*-Tisches: A_1, A_3, A_5: in Richtung der Mikroskopachse. A_2: parallel dem vertikalen Okularfaden. A_4: parallel dem horizontalen Okularfaden.

Tabelle 5.
Spezialobjektive für die Benutzung des Universaldrehtisches.

Bezeichnung	Vergrößerung mit Segment	Apertur $n = 1{,}554$	Abstand der Frontlinse vom Segmentscheitel
UM 1	5 ×	0,10	1,5 mm
2	10 ×	0,22	1,5 mm
3	20 ×	0,33	1,5 mm
4	30 ×	0,30	1,5 mm

Objektabstand und sind mit Irisblende ausgestattet. Ihre Vergrößerung und Apertur hängen vom Brechungsindex des benutzten Segmentes ab und ändern sich proportional zu diesem. Um die volle Apertur der beiden letzten Systeme ausnutzen zu können, was z. B. bei der Einmessung von Spaltflächen und Verwachsungsebenen wichtig ist, muß man statt des ausschraubbaren, ein- und ausklappbaren Kondensorteiles im Beleuchtungsapparat des Mikroskops einen Spezialkondensor einsetzen.

Zentrierung. — Man zentriert zunächst das Objektiv wie üblich auf die Drehung um A_5 ein. Hierauf prüft man, ob die Zentrierung auch bei Drehung um A_3 erhalten bleibt. Widrigenfalls muß man den Universaldrehtisch entsprechend auf dem Objekttisch verschieben. Die Befestigungsklemmen haben hierzu genügenden Spielraum. Jetzt beobachtet man, ob der Schliff im Kreuzungspunkt der Drehachsen A_2 und A_4 liegt: Bei Ausführung mäßiger Neigungen um A_2 oder A_4 soll das Bild des Präparates nicht gegen die Okularfäden verschlagen. Andernfalls ist die an der Unterseite der Tischfläche greifbare Höheneinstellung zu betätigen. Die einzelnen Drehachsen werden schließlich in die oben bezeichnete Ausgangsstellung gebracht. Dabei stehen die einzelnen Meßkreise auf folgende Indices ein:

A_1: Index 0,
A_2: Index 0 der aufklappbaren Meßbögen,
A_3: Index 0 oder 270,
A_4: Index 0.

Den Nullindex für die Achse A_5 findet man leicht in folgender Weise: Wenn die Indices für die Achsen A_1 bis A_4 auf die obengenannten Marken eingestellt sind, hebt man den Mikroskoptubus mittels der Zahntriebbewegung so weit, daß an Stelle des Dünnschliffes die Fläche des oberen Segmentes fokusiert ist. Diese Einstellung ist an dem Sichtbarwerden von Stäubchen, welche der Außenfläche des Segmentes anhaften, leicht zu erkennen, namentlich, wenn man durch geeignete Drehung des Mikroskopspiegels Dunkelfeldbeleuchtung erzeugt. Man neigt dann den Universaldrehtisch um die Drehachse A_4 und beobachtet die Verschiebung eines Stäubchens in der Nähe des vertikalen Okularfadens im Gesichtsfeld. Durch geringe Neigung um die Achse A_2 läßt sich das Bild des Stäubchens direkt mit dem Okularfaden zur Deckung bringen und dann leicht erkennen, ob seine Bahn bei Drehung um A_4 genau entlang dem vertikalen Okularfaden verläuft oder nicht. Man korrigiert durch Drehung um A_5, also des Mikroskoptisches, bis die Bewegung des Stäubchens bei Neigung um A_4, wie soeben verlangt wurde, erfolgt. Die Ablesung an dem Nonius des Mikroskoptisches gibt die Ausgangsstellung für die Achse A_5. Damit ist die Apparatur gebrauchsfertig.

Bestimmung der optischen Symmetrie und der Schnittlage gegen die Indikatrix. — Sie ist in den stereographischen Projektionen der Fig. 229 schematisch erläutert. Die Schliffnormale steht bei diesen Figuren immer im Zentrum der Projektion. + bedeutet die beiden *Schwingungsrichtungen eines anisotropen Schnittes*, • einen isotropen Schnitt, ——— eine optische Symmetrieebene, – – – – eine Ebene ohne optischen Symmetriecharakter.

Von der Ausgangsstellung des Tisches aus dreht man um A_5. Verhält sich der Schnitt dabei anisotrop, so stellt man A_5 in die Ausgangsstellung zurück und bringt durch Drehung um A_1 die beiden Schwingungsrichtungen nacheinander parallel zum vertikalen Okularfaden (Kennzeichen: Auslöschung). Man prüft durch Drehung um A_4, ob diese Auslöschungen erhalten bleiben oder nicht. Falls nicht (Fig. 229a), so geht durch die Schliffnormale keine optische Symmetrieebene der Indikatrix (dreiachsiges Ellipsoid, schiefer Schnitt). Bleibt aber eine Auslöschung erhalten (b und c), so stellt man sie parallel dem vertikalen Faden und A_4 in die Ausgangsstellung. Man muß nun noch das Verhalten in einer Hilfsrichtung $\mathfrak{r}$ prüfen.

Durch Neigen um A_2 etwa um 30° bis 45° stellt man eine Hilfsrichtung $\mathfrak{r}$ in die Richtung der Mikroskopachse ein, legt dann durch Drehen um A_3 die Auslöschungsrichtungen für $\mathfrak{r}$ nacheinander parallel zum vertikalen Faden und prüft wieder durch Drehung um A_4, ob die Auslöschungen erhalten bleiben. Ist das nicht der Fall (b), so geht durch die Hilfsrichtung $\mathfrak{r}$ keine optische Symmetrieebene (dreiachsiges Ellipsoid). Bleibt auch für $\mathfrak{r}$ eine der Auslöschungen bei Drehung um A_4 erhalten (c), so geht sowohl durch die Schliffnormale $\mathfrak{n}$ wie durch die Hilfsrichtung $\mathfrak{r}$ je eine optische Symmetrieebene hindurch, und da sich diese beiden Symmetrieebenen unter einem kleineren Winkel als 90° schneiden, muß die Indikatrix Rotationssymmetrie haben. Der Schnittpunkt der Spuren der Symmetrieebenen ist die Spur der optischen Achse.

Bleiben für die Richtung der Schliffnormale $\mathfrak{n}$ beide Auslöschungen bei der Kontrolle durch Drehung um A_4 erhalten (Fig. d und e), so ist die Richtung der Schliffnormale selbst eine optische Symmetrieachse der Indikatrix. Zur weiteren Feststellung muß man dann die Hilfsrichtung $\mathfrak{r}$ schief gegen beide Symmetrieebenen wählen: Wenn alle Achsen in der Ausgangsstellung sind, dreht man um A_1 bis zur größten Aufhellung und hierauf um A_2 etwa 30° bis 50°; dann steht eine wie oben geforderte Hilfsrichtung $\mathfrak{r}$ in der Beobachtungsrichtung. Ihre beiden Schwingungsrichtungen werden durch Drehung um A_3 nacheinander parallel zum vertikalen Okularfaden gestellt und das Verhalten dieser Schwingungsrichtungen einzeln durch Drehung um A_4 kontrolliert.

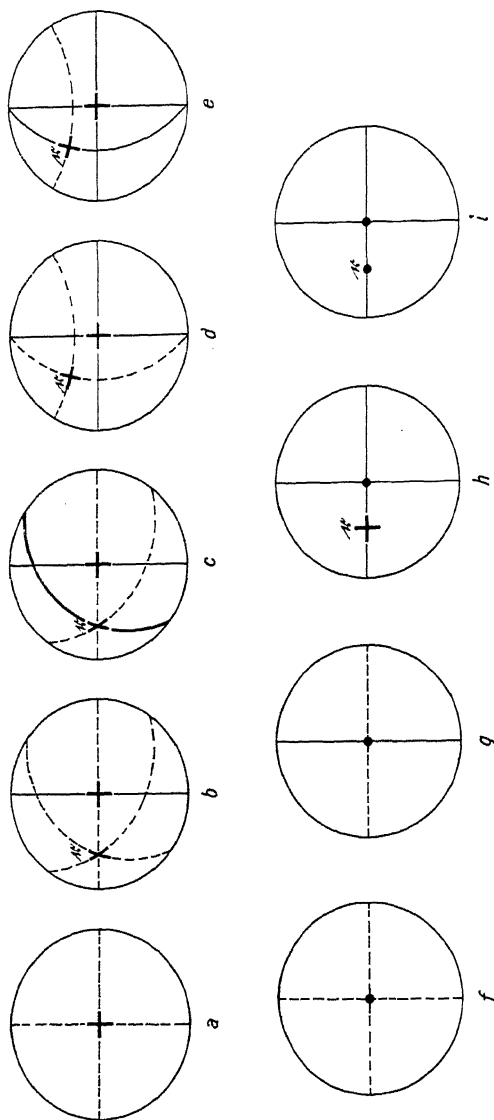



Fig. 229. Bestimmung der optischen Symmetrie und der Schnittlage gegen die Indikatrix mit Hilfe des *U*-Tisches. Schliffnormale im Projektionszentrum. r: Hilfsrichtung für die Diagnostik.

+ Drehachse mit viermaliger Aufhellung und viermaliger Verdunkelung.
● Drehachse ohne Helligkeitsänderung.
- - - Ebenen ohne optischen Symmetriecharakter, in denen also die Auslöschung nicht erhalten bleibt.
—— optische Symmetrieebene, in der also die Auslöschung erhalten bleibt.

a) Optisch zweiachsig; schiefer Schnitt gegen die Indikatrix.
b) Optisch zweiachsig; Schnitt senkrecht zu einer Symmetrieebene der Indikatrix.
c) Optisch einachsig; schiefer Schnitt gegen die optische Achse.
d) Optisch zweiachsig; Schnitt senkrecht zu einer optischen Symmetrieachse der Indikatrix.
e) Optisch einachsig; Schnitt parallel zur optischen Achse.
f) g) Optisch zweiachsig; Schnitt senkrecht zu einer optischen Achse.
h) Optisch einachsig; Schnitt senkrecht zur optischen Achse.
i) Optisch isotrop.

Bleibt dabei für keine der zur Hilfsrichtung r gehörigen Schwingungsrichtungen die Auslöschung bestehen (Fig. 229d), so ist die Indikatrix dreiachsig; bleibt aber eine Auslöschung bestehen (Fig. 229e), so ist die Indikatrix ein Rotationsellipsoid. Die Spur der optischen Achse liegt dann auf dem Grundkreis der stereographischen Projektion im Schnittpunkt der Spuren zweier Symmetrieebenen.

Erweist sich der Schliff in Richtung seiner Normale isotrop, so bringt man alle Achsen in die Ausgangsstellung (A_1 kann dabei beliebig stehen) und kontrolliert das Verhalten durch Drehung um A_1 für zwei um 90° verschiedene Azimute A_1. Bleibt keine oder nur eine der Aus-

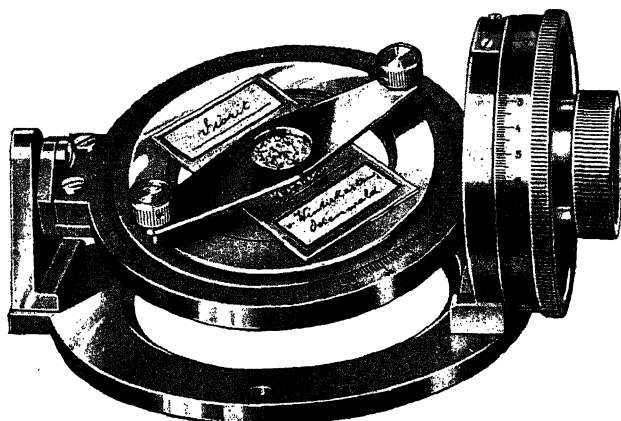



Fig. 230. Zweikreisiger Drehtisch.

löschungen bestehen (Fig. 229f und g), so ist der Kristall zweiachsig. Erhalten sich aber beide Auslöschungen (Fig. 229h und i), so muß man wiederum durch Drehen um A_2 eine Hilfsrichtung r einstellen. Erweist sich diese bei Drehung um A_5 als anisotrop (Fig. 229h), so ist der Kristall einachsig; besteht auch in der Hilfsrichtung r Isotropie (Fig. 229i), so ist der Kristall isotrop.

Der Vorgang der Diagnostik mittels des Universaldrehtisches zielt also darauf hin, S y m m e t r i e e b e n e n a u f z u s u c h e n. Wie schon Seite 11 dargelegt ist, werden sie daran erkannt, daß bei Variation der Beobachtungsrichtung innerhalb einer optischen Symmetrieebene die Schwingungsrichtungen stets parallel und senkrecht zu dieser Symmetrieebene verlaufen, also eine eingestellte Auslöschungslage erhalten bleibt.

Die einzelnen Einstellungen werden bei Vorhandensein beträchtlicher Dispersion durch Einschalten eines Farbfilters erleichtert. Bei

starker Doppelbrechung muß man die Apertur der Beobachtung entsprechend herabsetzen (Irisblende im Objektiv).

Für eine Reihe von Beobachtungen (z. B. des Verlaufes der Auslöschungen in einer beliebigen Zone, des Aufsuchens der Achsenebenen, oft auch der Messung des Winkels der optischen Achsen) reicht schon ein einfacherer Drehtisch aus. Fig. 230 zeigt einen solchen mit zwei Drehachsen. Diese Einrichtung besitzt in Verbindung mit dem Mikroskop nur die Drehbewegungen A_1, A_4 und A_5. Sie wird am besten ebenfalls in Verbindung mit Segmenten gebraucht.

6. Bestimmung des relativen Charakters der Schwingungsrichtungen auf einer Platte und des absoluten optischen Charakters des Kristalls.

Zu jeder Wellennormalenrichtung eines doppelbrechenden Kristalls gehören zwei aufeinander senkrechte Schwingungsrichtungen, davon eine zu der schnelleren Welle und eine zu der langsameren Welle. Erstere hat den kleineren, letztere den größeren Brechungsindex. Den Charakter der Schwingungsrichtungen kennzeichnet man durch Angabe der zugehörigen Brechungsindices. Ist n_α der kleinste, n_γ der größte Hauptbrechungsindex des Kristalls, so sagt man, eine Schwingungsrichtung habe den Charakter (n_α) — wegen der Klammer zu lesen: „relativ n_α“ —, wenn sie die Schwingungsrichtung der schnelleren Welle ist, und sie habe den Charakter (n_γ) — zu lesen: „relativ n_γ“ —, wenn sie die Schwingungsrichtung der langsameren Welle ist. Zu unterscheiden von diesem r e l a t i v e n Charakter der Schwingungsrichtungen für eine Wellennormalenrichtung ist der a b s o l u t e optische Charakter des Kristalls (vgl. das hierüber bereits im Abschnitt A, S. 12—14 Gesagte).

a) Orthoskopisch.

Zur Ermittelung des optischen Charakters bedient man sich sogenannter K o m p e n s a t o r e n. Sie bestehen aus einer anisotropen Platte oder aus einem anisotropen Keil, in denen der relative Charakter der Schwingungsrichtungen bekannt und durch die Beschriftungen n_γ und n_α oder durch $\mathfrak{c}$ und $\mathfrak{a}$ gekennzeichnet ist. Die beiden letzteren Angaben entsprechen den älteren Vorstellungen der elastischen Lichttheorie. Zwischen beiden Bezeichnungsweisen bestehen die Beziehungen

$$\mathfrak{c} \parallel n_\gamma \ ; \ \mathfrak{a} \parallel n_\alpha$$

Die Kompensatoren werden der zu untersuchenden Platte so überlagert, daß die Schwingungsrichtungen in Platte und Kompensator sich decken. Man dreht also vor Einschaltung des Kompensators zunächst

den zu bestimmenden Schnitt zwischen gekreuzten Nicols in die Lage größter Aufhellung (Diagonalstellung), schiebt dann den Kompensator in den dafür bestimmten Schlitz im Tubus oder in ein besonderes Okular ein und beobachtet, ob die Interferenzfarbe des Schnittes gegen vorher gestiegen oder gefallen ist. Liegen im Schnitt und Kompensator gleichartige Schwingungsrichtungen übereinander, so wird der Vorsprung, den die schnellere Welle im Schnitt erhalten hat, im Kompensator noch mehr vergrößert, und die Gesamtinterferenzfarbe entspricht der Summe der Gangunterschiede im Schnitt und Kompensator: $\Gamma_1 + \Gamma_2$; $(n_\gamma)_1 \parallel (n_\gamma)_2$ (Additionslage). Liegen aber im Schnitt und Kompensator ungleichartige Schwingungsrichtungen übereinander, so wird der Vorsprung, den die schnellere Welle im Schnitt erhalten hat, im Kompensator zum Teil oder ganz ausgeglichen, und die Gesamtinterferenzfarbe entspricht $|\Gamma_1 - \Gamma_2|$; $(n_\alpha)_1 \parallel (n_\gamma)_2$ (Subtraktionslage). Je nachdem, ob man also *Addition oder Subtraktion* beobachtet, kann man aus der Beschriftung auf der Fassung des Kompensators den relativen Charakter der Schwingungsrichtungen im Schnitt angeben. Die gebräuchlichsten Kompensatoren für die Bestimmung des relativen Charakters der Schwingungsrichtungen sind:

Fig. 231. Normale Orientierung des Gipsplättchens Rot I. Ordnung und des ¼ λ-Glimmerplättchens gegen die Schwingungsrichtungen der Nicols: (n_γ) schräg von links unten nach rechts oben.

1. Das Gipsplättchen Rot I. Ordnung. Es wird gewöhnlich im Tubusschlitz benutzt und soll so gefaßt sein, daß in der Gebrauchsstellung seine Richtung n_γ diagnonal von links unten nach rechts oben im Sehfeld verläuft (Fig. 231). Es ist besonders in folgenden Fällen zuverlässig:

a) Wenn die Interferenzfarbe der zu bestimmenden Platte für sich Grau I. Ordnung ist. Platte + Gipsplättchen in Kombination geben dann immer steigende Farben, und zwar Blau in der Additionslage, Gelb in der Subtraktionslage; in letzterer wird die Interferenzfarbe der Platte durch das Gipsplättchen bereits überkompensiert, weil $\Gamma_2 > \Gamma_1$ ist.

b) Wenn die Interferenzfarbe des Schnittes für sich dem Rot I. Ordnung benachbart ist. Dann erhält man als Additionsfarbe Rot II. Ordnung

und als Subtraktionsfarbe Grau I. Ordnung bis herab zum Schwarz der völligen Kompensation.

Oft kann man an auskeilenden Rändern oder Löchern im Schliff diese für die Prüfung mit dem Gipsplättchen gerade günstigsten Farben finden. Ob die Schwingungsrichtungen im Gipsplättchen richtig bezeichnet sind, prüft man folgendermaßen: Legt man das Gipsplättchen als Präparat so auf den Objekttisch, daß seine Schwingungsrichtungen in der Diagonalstellung zu den Nicols sind, und kippt dann das Plättchen um die Richtung n_α, so verändert sich dabei das Rot I. Ordnung nach Blau hin, während bei Kippung des Plättchens um die Richtung n_γ das Rot I. Ordnung sich nach Gelb verwandelt.

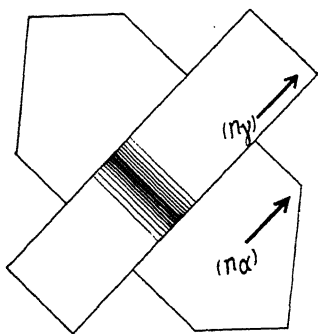



Fig. 232. Subtraktionslage bei superponiertem Quarz- oder Gipskeil: Auftreten der Kompensation, wenn (n_γ) im Keil parallel zu (n_α) in der Platte liegt.

2. Das ¼ λ-Glimmerplättchen. Es wird wie das Gipsplättchen benutzt und soll ebenso orientiert gefaßt sein. Es erhöht oder erniedrigt die Interferenzfarbe nur um ¼ Ordnung, während ersteres dies annähernd um eine ganze Ordnung tut. Bei Interferenzfarben, die ungefähr in der Mitte der I. Ordnung liegen, ist die Anwendung des ¼ λ-Glimmerplättchens zumeist sicherer als die des Gipsplättchens. Über die bei Additions- und Subtraktionslage entstehenden Farben kann man sich leicht an Hand der Tab. 4, S. 120 orientieren. Dem ¼ λ-Plättchen entsprechen etwa 140 $m\mu$ Gangunterschied für den mittleren Teil des sichtbaren Spektrums. Ob die Bezeichnungen der Schwingungsrichtungen auf dem ¼ λ-Plättchen richtig sind, prüft man durch Kombination dieses Plättchens mit dem Gipsplättchen.

3. Kompensatoren mit Interferenzfarben von mehreren Ordnungen. Bei ihnen kann man in einer der beiden Diagonalstellungen der Kristallplatte immer vollständige Kompensation erzielen und so die Subtraktionslage absolut sicher feststellen (Fig. 232). Hierher gehören die Quarz- und die Gipskeile. Man benutzt sie am besten nicht im Tubusschlitz, sondern im Wright'schen Okular mit Aufsatzanalysator (Fig. 233), weil man nur so die Farbenskala dieser Keile wirklich übersehen kann. Es gibt in dieser Gruppe auch Kompensatoren, die im Tubusschlitz über dem Objektiv und daher mit Tubusanalysator benutzbar sind; sie bestehen aus neigbaren Kristallplättchen (Nikitin, Berek, Ehringhaus). Durch Drehen an einem Triebknopf (Fig. 234)

wird die Neigung des Plättchens gegen die Tubusachse verändert und damit der Gangunterschied kontinuierlich z. T. über mehrere Ordnungen variiert. Die Orientierung der n_γ-Richtung ist auf der Fassung des Kompensators jedesmal vermerkt und muß beachtet werden.

Eine starke Dispersion der Doppelbrechung kann die Kompensation unter Umständen bis zur Unkenntlichkeit verwischen. Man benutzt dann am besten ein Lichtfilter, das die roten und gelben Strahlen durchläßt, die gewöhnlich stärker dispergierten violetten und blauen Strahlen aber ganz und die grünen noch teilweise absorbiert.

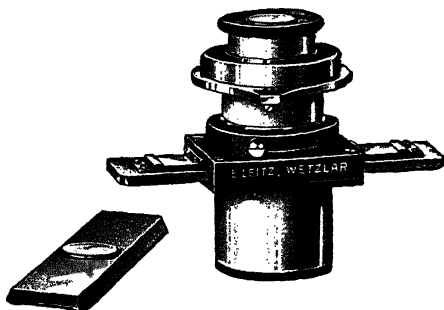



Fig. 233. Wright'sches Okular zum Einschieben von Quarz- oder Gipskeilen in das Sehfeld.

Liegen die Schwingungsrichtungen parallel zu einer kristallographisch bemerkenswerten Richtung, zeigt also der Schnitt in bezug auf eine solche Richtung gerade Auslöschung, so nennt man den Schnitt optisch positiv in bezug auf diese kristallographische Richtung, wenn sie parallel zu der Schwingung (n_γ) liegt, dagegen optisch negativ in bezug auf diese Richtung, wenn sie parallel zu der Schwingung (n_α) liegt. Diese Terminologie ist besonders in der Biologie gebräuchlich zur Kennzeichnung von Fasern. Man nennt ein solches Gebilde optisch positiv, wenn die Schwingung (n_γ) in der Faserrichtung liegt.

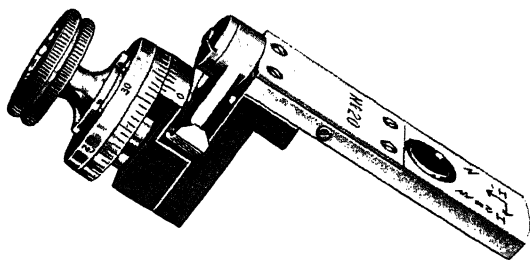



Fig. 234. Kompensator nach Berek (für den Tubusschlitz).

Die Bestimmung des relativen Charakters der Schwingungsrichtungen in einem Schnitt erhält ihre volle diagnostische Bedeutung, wenn man außerdem noch den wahren optischen Charakter des Kristalles ermittelt. Er wird gewöhnlich als C h a r a k t e r d e r D o p p e l b r e c h u n g bezeichnet. Bei einachsigen Kristallen wird auf diese Weise ausgesagt, ob ε oder ω der größere der beiden Hauptbrechungsindices ist, und bei zweiachsigen

Kristallen, ob n_γ oder n_α den spitzen Winkel $2V$ zwischen den optischen Achsen halbiert (siehe Abschnitt A). Ist die Doppelbrechung klein oder mäßig groß, so liefert der Charakter der Doppelbrechung bei zweiachsigen Kristallen weiterhin den Entscheid, ob $n_\gamma - n_\beta > n_\beta - n_\alpha$ ist oder umgekehrt. In Verbindung mit der Bestimmung des relativen Charakters der Schwingungsrichtungen im Schnitt führt die Ermittlung des wahren Charakters der Doppelbrechung oft zu sicheren Deutungen der im Schnitt erkennbaren kristallographischen Richtungen (Kanten, Spaltrisse, Zwillingsgrenzen). Für die Bestimmung des wahren optischen Charakters benutzt man das konoskopische Interferenzbild oder den Universaldrehtisch.

b) Konoskopisch.

Wir erinnern an folgende Sätze (Abschnitt A, 3 u. 4):

In einem einachsigen positiven Kristall ($\varepsilon > \omega$) liegt die Schwingungsrichtung der schnelleren Welle senkrecht zum Hauptschnitt: $n_\gamma \parallel c$ (Fig. 235a); es ist also in der älteren Ausdrucksweise $\mathfrak{c} \parallel c$. In einem einachsigen negativen Kristall ($\varepsilon < \omega$) liegt die Schwingungsrichtung der schnelleren Welle im Hauptabschnitt: $n_\alpha \parallel c$ (Fig. 235b); es ist also $\mathfrak{a} \parallel c$.

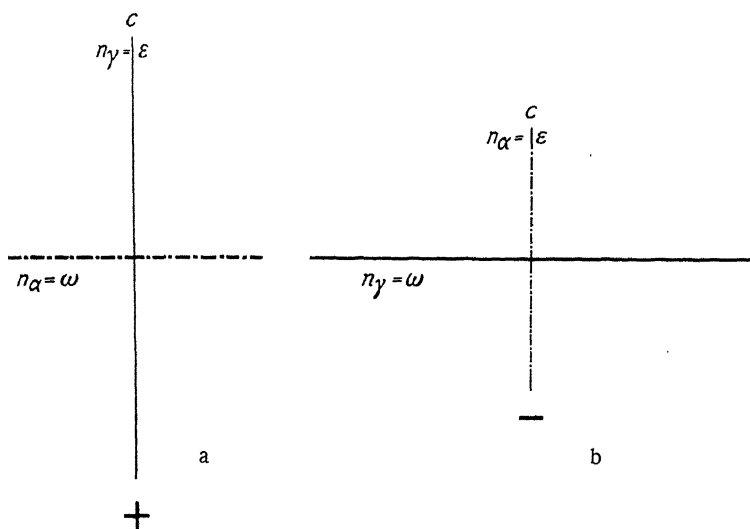



Fig. 235. Optisch einachsig.
a) Positiver Charakter der Doppelbrechung: $n_\gamma \parallel c$.
b) Negativer Charakter der Doppelbrechung: $n_\alpha \parallel c$.

In einem zweiachsigen positiven Kristall (n_α im stumpfen Winkel $2V$) durchschneidet die Schwingungsrichtung der schnelleren Welle den stumpfen Winkel der optischen Achsen (Fig. 236a), in einem zwei-

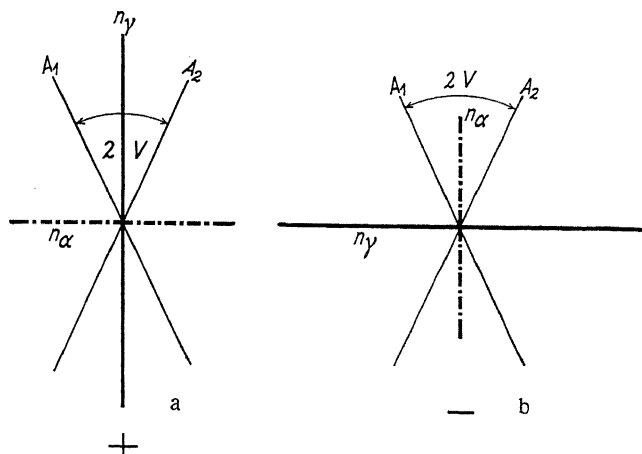



Fig. 236. Optisch zweiachsig.
a) Positiver Charakter der Doppelbrechung: n_γ = 1. Mittellinie.
b) Negativer Charakter der Doppelbrechung: n_α = 1. Mittellinie.

achsigen negativen Kristall (n_α im spitzen Winkel $2V$) den spitzen Winkel der optischen Achsen (Fig. 236b).

Wir setzen voraus, daß nach den in den Abschnitten F 4 und 5 entwickelten Methoden bereits entschieden ist, ob der Kristall optisch ein- oder zweiachsig ist.

a) Mit dem Gips- oder Glimmerplättchen. Bei optisch einachsigen Kristallen drehen wir den Objekttisch in ein solches Azimut, daß im konoskopischen Interferenzbild die Spur der optischen Achse gleichgültig, ob sie selbst sichtbar ist oder nicht, auf derjenigen Diagonale zu den Schwingungsrichtungen des Polarisators und des Analysators liegt, welche der n_γ-Richtung des eingeschalteten Gips- oder Glimmerplättchens entsprechen würde; kurz gesagt, der Schliff wird im Azimut so eingedreht, daß die exzentrische Spur der optischen Achse auf der n_γ-Diagonale des Kompensators liegt. Das ist immer leicht auszuführen, da der schwarze Balken in der Interferenzfigur nach der Spur der optischen Achse deutet (Fig. 237). In der geforderten Stellung liegt die Richtung der n_γ-Diagonale des Kompensators parallel zu einem Hauptschnitt des Kristalles. Für einen optisch positiven Kristall

ist dieser Hauptschnitt die Schwingungsrichtung der langsameren Welle, für einen optisch negativen Kristall die der schnelleren Welle

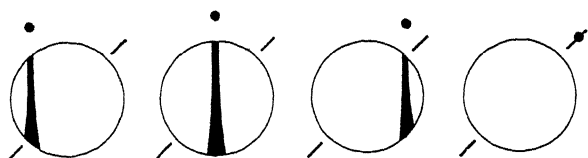



Fig. 237. Gegen die optische Achse schiefer Schnitt eines einachsigen Kristalls: Die Spur der Achse ● wird durch Drehen des Objekttisches auf die n_γ-Diagonale des Gips- oder Glimmerplättchens gebracht.

(Fig. 238). Da die n_γ-Diagonale des Kompensators die Schwingungsrichtung der langsameren Welle in diesem ist, so entsteht nach seinem Einschalten bei einem optisch positiven Kristall Additionslage, bei einem optisch negativen Kristall Subtraktionslage (Kombination der Fig. 238 mit Fig. 231). Es gilt also die allgemeine Regel:

Der Charakter der Doppelbrechung ist bei einachsigen Kristallen positiv oder negativ, je nachdem in der konoskopischen Interferenzfigur, wenn die Spur der optischen

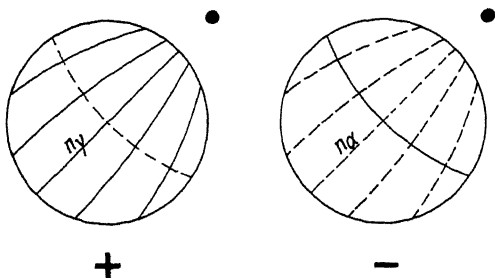



Fig. 238. Die Spur der optischen Achse ● liegt auf der n_γ-Diagonale des Gips- oder Glimmerplättchens. Positiver Charakter der Doppelbrechung: n_γ im Kristall liegt parallel der n_γ-Diagonale des Kompensators (Addition). Negativer Charakter der Doppelbrechung: n_α im Kristall liegt parallel der n_γ-Diagonale des Kompensators (Subtraktion).

Achse auf der n_γ-Diagonale des Kompensators liegt, nach Einschalten des Kompensators die Interferenzfarbe steigt bzw. fällt.

Ein besonderer Fall tritt ein, wenn die Spur der optischen Achse innerhalb der Apertur des Objektivs sichtbar ist und sehr nahe der Mitte liegt. Da alle durch diese Achse gelegten Geraden die Spuren

von Hauptschnitten sind (Fig. 239), so haben sie gleichen Charakter der Schwingungsrichtungen. Der obige Satz ist dann, wie leicht durch Überlagerung der Fig. 239 mit Fig. 231 ersichtlich ist, folgendermaßen zu präzisieren:

Der Charakter der Doppelbrechung bei einachsigen Kristallen ist positiv oder negativ, je nachdem bei Einschalten des Kompensators die Interferenzfarbe längs der n_γ-Diagonale des Kompensators steigt und gleichzeitig längs der n_α-Diagonale des Kompensators fällt, bzw. längs der n_γ-Diagonale des Kompensators fällt und gleichzeitig längs der n_α-Diagonale steigt.

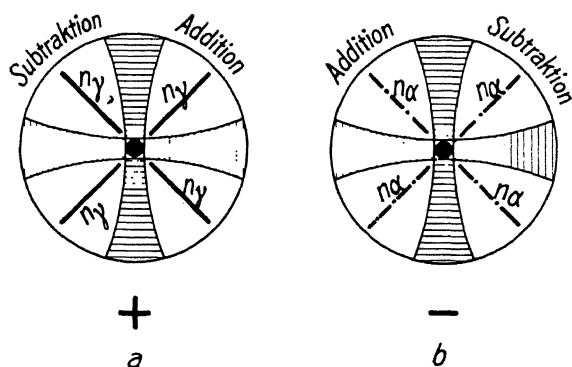



Fig. 239. Schnitt nahezu oder genau senkrecht zur optischen Achse.
a) Positiver Charakter der Doppelbrechung: Die Spuren der Hauptschnitte sind n_γ.
b) Negativer Charakter der Doppelbrechung: Die Spuren der Hauptschnitte sind n_α.
Mit Gips- oder Glimmerplättchen Addition bzw. Subtraktion wie bezeichnet.

In der Spur der Achse tritt dabei die Interferenzfarbe auf, welche der Kompensator für sich allein liefern würde. Da von dieser Stelle aus bei positiven Kristallen die Farben in der Richtung der n_α-Diagonale fallen, bei negativen Kristallen dagegen in Richtung der n_γ-Diagonale des Kompensators fallen, so müssen bei positiven Kristallen auf der n_α-Diagonale, bei negativen Kristallen auf der n_γ-Diagonale des Kompensators zwei Kompensationsstellen (dunkle Punkte bzw. Streifen) auftreten. Bei positiven Kristallen bildet dann die Verbindungslinie der Kompensationsstellen mit der Richtung der n_γ-Diagonale ein $+$-Zeichen, bei negativen Kristallen ein $-$-Zeichen (Merkregel, Fig. 240).

Bei Verwendung des Gipsplättchens vom Rot I. Ordnung findet man dicht am Ausstich der optischen Achse zwischen den Balken des Isogyren-

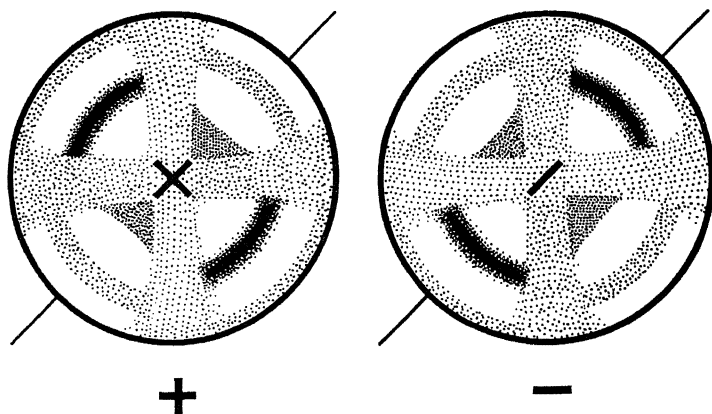



Fig. 240. ±-Merkregel für Gips- und Glimmerplättchen.

kreuzes in den abwechselnden Quadranten als Interferenzfarben Blau (Addition) und Gelb (Subtraktion). Bezeichnet man die Quadranten wie in Fig. 241 mit + und —, so ergibt sich die praktische Regel:

Blau in den positiven Quadranten: Doppelbrechung positiv.

Blau in den negativen Quadranten: Doppelbrechung negativ.

Ganz entsprechend ist es bei Verwendung der $\frac{1}{4}\lambda$-Glimmerplatte. Für Blau tritt Grau, für Gelb Schwarz ein. Die Regel heißt also dann:

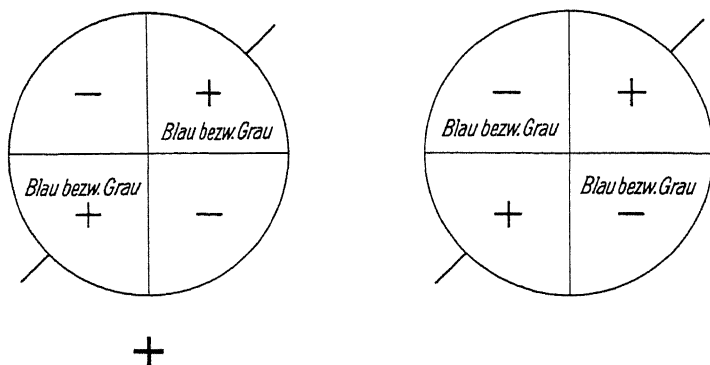



Fig. 241. Farbmerkregel für Gips- und Glimmerplättchen. „Blau“ gilt für das Gipsplättchen. „Grau“ gilt für das $\frac{1}{4}\lambda$-Glimmerplättchen.

Grau in positiven Quadranten: Doppelbrechung positiv.
Grau in negativen Quadranten: Doppelbrechung negativ.

Bei optisch zweiachsigen Kristallen drehen wir den Objekttisch in ein solches Azimut, daß im konoskopischen Interferenzbild die Spur der Ebene der optischen Achsen, gleichgültig, ob die optischen Achsen selbst sichtbar sind oder nicht, senkrecht zur n_γ-Diagonale des Kompensators liegt. Diese Einstellung ist immer möglich, da man aus der Bewegung der dunklen Isogyren bei Betätigung der Objekttischdrehung immer die Lage der optischen Achsen, eventuell unter Extrapolation, angeben kann. Die Fig. 242 zeigen die geforderte Regelstellung in praktisch häufig vorkommenden Fällen des Achsenaustritts. Bei positivem Charakter

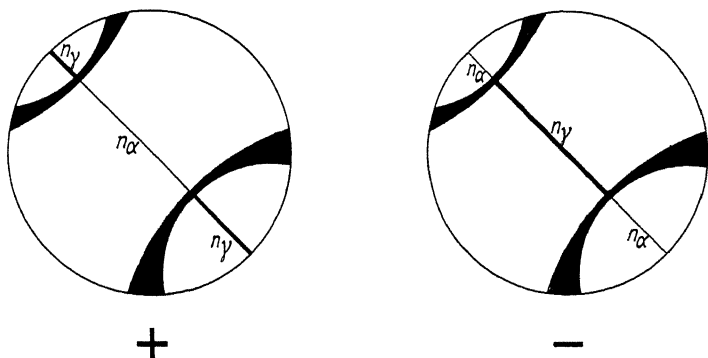



Fig. 242. Charakter der Schwingungsrichtungen in der Ebene der optischen Achsen.

der Doppelbrechung ist die Verbindungslinie der Spuren der optischen Achsen im spitzen Winkel $2V$ die Schwingungsrichtung der schnelleren Welle, dagegen die Verbindungslinie der Spuren der optischen Achsen im stumpfen Winkel $2V$ (also auf der konkaven Seite der Isogyren) die Schwingungsrichtung der langsameren Welle. Bei negativem Charakter der Doppelbrechung kehren sich diese Beziehungen um. Ob man auf der konkaven Seite (innerhalb) oder auf der konvexen Seite (außerhalb) der Isogyren ist, kann man immer bei Anwendung höherer Aperturen durch ausgiebige Drehung des Objekttisches entscheiden. Kombiniert man mit den Fig. 242 wieder die Fig. 231, so ergibt sich folgende einfache Regel:

Der Charakter der Doppelbrechung bei zweiachsigen Kristallen ist positiv oder negativ, je nachdem im konoskopischen Interferenzbild, wenn die Spur der Ebene der optischen Achsen senkrecht zur n_γ-Diagonale des Kompen-

sators liegt, nach Einschaltung des Gips- oder Glimmerplättchens die Interferenzfarbe auf der konkaven oder auf der konvexen Seite der Isogyren fällt.

Auch bei zweiachsigen Kristallen kann man die ±-Regel anwenden, wenn der Schnitt einigermaßen senkrecht zur Ebene der optischen Achsen getroffen ist. Man dreht dann den Schliff in die Normalstellung (Fig. 243), so daß die Ebene der optischen Achsen parallel zur Schwingungsrichtung des Analysators liegt. Man erkennt aus den in den Figuren eingezeichneten Lagen der Schwingungsrichtungen in der Nachbarschaft der Spuren der optischen Achsen, daß nach Einschaltung des Gips- oder Glimmerplättchens bei positiver Doppelbrechung in der Nähe der

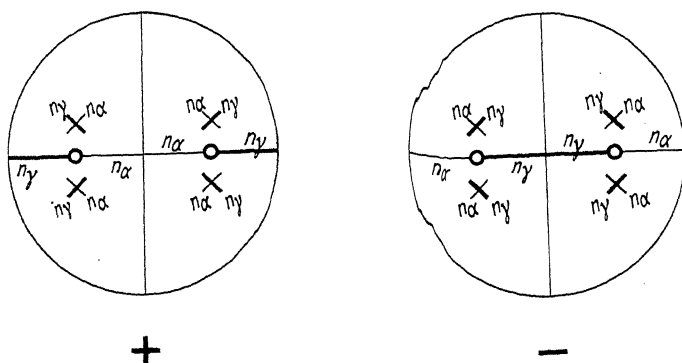
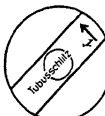
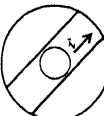
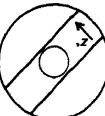
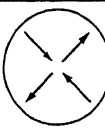
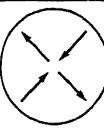
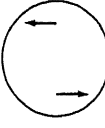
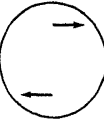



Fig. 243. Charakter der Schwingungsrichtungen in der Nachbarschaft der optischen Achsen O.

linken Achse oberhalb der Achsenebene und in der Nähe der rechten Achse unterhalb der Achsenebene ein Fallen der Interferenzfarbe und eventuell Kompensationsstellen auftreten müssen und umgekehrt bei negativer Doppelbrechung. Man erhält also dieselbe ±-Merkregel wie bei einachsigen Kristallen.

b) Mit Kompensatoren veränderlichen Gangunterschiedes. Die Farbkurven gleichen Gangunterschiedes im konoskopischen Interferenzbild verlagern sich kontinuierlich im Gesichtsfeld, wenn man den superponierten Gangunterschied im Kompensator stetig wachsen oder fallen läßt. Dadurch, daß in einem Teile des Bildes die Gangunterschiede sich addieren, im anderen subtrahieren, entstehen gegenläufige oder fliehende Bewegungen der Farbkurven in wechselnden Quadranten des Bildes, die für die Erkennung des absoluten optischen Charakters sehr typisch sind. Ihre Erklärung wird nach den Ausführungen des vorigen Abschnittes nunmehr keine Schwierigkeiten bereiten.

Fig. 244. Bestimmung des absoluten optischen Charakters im konoskopischen Interferenzbild mit verschiedenen Kompensatoren. Die Pfeile geben die Richtung der Verlagerung der Farbkurven bei Steigerung des Gangunterschiedes im Kompensator.

In Fig. 244 sind übersichtlich diese typischen Verlagerungen der Kurven gleichen Gangunterschiedes für wachsende Gangunterschiede im Kompensator durch Pfeile angedeutet, und zwar für Kompensatoren mit normaler und anormaler Orientierung von n_γ. Diese ist am Eingang der Tabelle durch den mit c bezeichneten Pfeil angegeben. Hinzugefügt ist die Wirkung des Gips- bzw. Glimmerplättchens entsprechend den obigen Ausführungen.

c) Mit dem Universaldrehtisch.

Besonders elegant gestaltet sich die Bestimmung des Charakters der Doppelbrechung mit dem Universaldrehtisch. Auch hier setzen wir voraus, daß die Kennzeichnung, ob ein optisch einachsiger oder ein zweiachsiger Kristall vorliegt, bereits erfolgt ist (*F*, 5, S. 146). Hat der Befund optisch einachsig ergeben, so braucht man nur von der Ausgangsstellung des Tisches aus einen Hauptschnitt, d. h. eine Auslöschungsrichtung, die bei Drehung um A_4 erhalten bleibt, mittels der Drehachse A_5 in die Richtung der n_γ-Diagonale des Kompensators einzustellen und nach dessen Einschaltung die Veränderung der Interferenzfarbe zu beachten. Steigende Interferenzfarbe ist das Kennzeichen positiven Charakters der Doppelbrechung, ein Fallen das Kennzeichen negativen Charakters der Doppelbrechung.

Auch für einen optisch zweiachsigen Kristall gestaltet sich die Bestimmung des Charakters der Doppelbrechung mittels des Universaldrehtisches sehr einfach. Da man diese Bestimmung aber zweckmäßig gleich mit der Messung des wahren Winkels der optischen Achsen verbindet, werden wir hierauf in Abschnitt G, 6 b zurückkommen.

7. Besondere Erscheinungen bei orthoskopischem Strahlengang zwischen gekreuzten Nicols.

a) Spannungsdoppelbrechung.

Isotrope Körper werden durch mechanische Beanspruchungen (Druck, Zug, Biegung, Torsion) doppelbrechend. Fig. 245 zeigt einen schwach durchgebogenen Glasstab zwischen gekreuzten Nicols in der Diagonalstellung. In der Mitte des Glasstabes erscheint ein neutraler Streifen, längs dessen die Doppelbrechung Null ist. Wenn die Beanspruchung nachläßt, geht auch die anormale Doppelbrechung wieder zurück. Das Maß der Beanspruchung (die Bruchgefahr) an jeder Stelle kann durch die dort auftretenden Gangunterschiede gemessen werden. Solche Spannungserscheinungen sind gelegentlich auch in Mikroskopobjektiven zu beobachten, wenn nämlich die Linsen der Objektive zu

stramm gefaßt sind. Man erkennt dies, wenn man das Okular aus dem Tubus des Mikroskops herauszieht und das Objektiv in seiner Gewindefassung am Tubus dreht. Fig. 246 stellt das Bild eines verspannten Objektivs bei zwei azimutalen Stellungen dar. Im Gegensatz hierzu

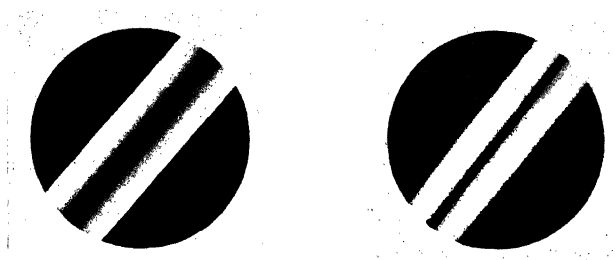



Fig. 245. Spannungsdoppelbrechung in einem schwach gebogenen Glasstab. Zwei Phasen verschieden starker Durchbiegung (rechts stärker durchgebogen wie links).

ist aus der Fig. 247 nicht auf Verspannung des Objektivs zu schließen, weil die Intensitätsverhältnisse bei Drehung des Objektivs in seinem Anschraubgewinde unverändert bleiben. Es handelt sich hier vielmehr

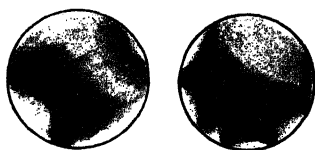



Fig. 246. Durch zu strammes Fassen der Linsen erzeugte Spannungsdoppelbrechung in einem Objektiv. Zwei verschiedene azimutale Stellungen gegen die Schwingungsrichtungen des Nicols.

Fig. 247. Vortäuschung des konoskopischen Interferenzbildes eines einachsigen (positiven) Kristalls durch ein starkes Objektiv mit sehr kleiner halbkugeliger Frontlinse. Keine Spannungsdoppelbrechung.

um ein sehr starkes Objektiv, bei dem an der gekrümmten Fläche der kleinen Frontlinse eine erhebliche Drehung der Schwingungsrichtung des Lichtes auftritt und zu Aufhellungen in den vier Quadranten führt. Dadurch wird das konoskopische Interferenzbild eines einachsigen, positiven Kristalls vorgetäuscht. Diese Erscheinung ist nicht zu vermeiden und bei der Diagnostik zu berücksichtigen.

Ein dauernder Spannungszustand in Gläsern tritt ein, wenn das Glas erhitzt und dann sehr rasch abgekühlt wird. Die Fig. 248 zeigt das orthoskopische Interferenzbild eines solchen Glasstückes. Die Stärke der Doppelbrechung ist dann symmetrisch zur Berandung der Glasstücke verteilt, weil die Abkühlungsgeschwindigkeit ebenfalls durch die Form der Berandung bedingt wird; sie ist in Ecken und außen am größten, in der Mitte des Glasstückes am kleinsten. Die dunklen Stellen des Bildes sind hier nicht sämtliche neutrale Streifen (wie übrigens auch in Fig. 246), sondern meistens Stellen, in denen die Schwingungsrichtungen gerade parallel zu denen des Polarisators und Analysators liegen. Die wirklichen neutralen Stellen erkennt man erst bei azimutaler Drehung des Glasstückes: Sie bleiben bei jedem Azimut der Tischdrehung dunkel. Besonders sicher treten sie hervor, wenn man gleichzeitig zwei Gipsplättchen Rot I. Ordnung benutzt, das eine zwischen Polarisator und Objekt, das andere im Tubusschlitz, beide mit ihren Schwingungsrichtungen diagonal zu denen der Nicols, aber zueinander gekreuzt.

Fig. 248. Dauernde Spannungsdoppelbrechung in rasch gekühlten Gläsern. Orthoskopisch zwischen gekreuzten Nicols.

Isomorphe Beimischungen erzeugen auch in isotropen Kristallen anormale Doppelbrechung. Die Einlagerung des Fremdkörpers erfolgt wahrscheinlich nicht in größeren Komplexen, sondern mit sehr hohem Dispersitätsgrade, nahezu leptonisch, das ist feinbaulich. Deshalb sind hier wohl Raumgitterstörungen im Röntgenogramm nicht nachweisbar, dagegen aber die Deformationen der Elektronenhüllen (Sitz der sichtbaren Optik), eben durch die Spannungsdoppelbrechung im Polarisationsmikroskop. Es ist dies ein Fall, wo sichtbares Licht aufschlußreicher wirkt als das sehr kurzwellige der Röntgenstrahlen.

Undulöse Auslösung. In ursprünglich schon anisotropen Medien führen Spannungszustände zu einer örtlichen Veränderung der Lage der Schwingungsrichtungen. Man erkennt das bei Drehung des Objekttisches an der sogenannten „undulösen“ Auslöschung: Die einzelnen Stellen eines im unpolarisierten Licht anscheinend gleichmäßigen Objekts werden bei dessen Drehung zwischen gekreuzten Nicols nicht gleichzeitig dunkel oder hell, sondern in allmählichem Übergange nacheinander.

Undulöse Auslöschung tritt auch in anisotropen Mischkristallen ein, wenn die chemische Zusammensetzung von Stelle zu Stelle variiert (Wachstumszonen, S. 69).

b) Lamellare Doppelbrechung, Stäbchendoppelbrechung.

Durch gesetzmäßige submikroskopische Einlagerungen artfremder fester, flüssiger oder gasförmiger Stoffe, auch wenn diese einfach brechend sind, kann sowohl in optisch isotropen als auch in optisch anisotropen Objekten Doppelbrechung zustande kommen. So zeigen anisotrope stäbchenförmige Bauelemente (Mizellen, Molekülkomplexe) in gleichsinniger Anordnung im allgemeinen eine Doppelbrechung, die sich additiv aus zwei Komponenten zusammensetzt: aus einer sogenannten Eigendoppelbrechung, die ihre Ursache in der Anisotropie der Mizelle hat, und aus einer Stäbchendoppelbrechung, die durch die gleichsinnige Anordnung der Bauelemente bedingt wird. Die Stäbchendoppelbrechung oder fibrillare Doppelbrechung ist immer positiv. Ihr Betrag ist abhängig von der Natur der Imbibitionsflüssigkeit (Durchtränkungsmittel). Die Eigendoppelbrechung kann positiv, negativ oder Null sein. Ist die Stäbchendoppelbrechung überlagert von negativer Eigendoppelbrechung, so kann man es durch geeignete Wahl der Imbibitionsflüssigkeit erreichen, daß die Gesamtdoppelbrechung positiv, negativ oder Null wird (wichtig besonders für die Erforschung der Organismen). Ist wenigstens einer der beiden Komponenten (Mizelle oder Einbettungsmittel) stärker absorbierend, so zeigt der Mischkörper Dichroismus, z. B. bei vergoldeten Neurofibrillen. Der eingelagerte Körper braucht nicht selbst dichroitisch zu sein.

Ganz Analoges gilt, wenn die Bausteine nicht Stäbchen, sondern Lamellen sind. Man spricht dann von lamellarer Doppelbrechung. Die optische Achse steht hierbei normal zur Plättchenebene, die Doppelbrechung ist also negativ.

c) Strömungsdoppelbrechung.

An Lösungen der verschiedensten hochpolymeren Substanzen, z. B. Kautschuk, Zellulosederivaten, Polystyrol, Eiweiß (Ovoglobulin) usw. wird Strömungsdoppelbrechung festgestellt. Es handelt sich dabei um Dispersionen langgestreckter Teilchen, die wahrscheinlich aus relativ sehr großen Einzelmolekülen der gelösten Substanz bestehen (Molekülkolloide, Mizellkolloide). Die Doppelbrechung der Lösung wird in einem ringförmigen Raum zwischen einem ruhenden Hohlzylinder und einem etwas kleineren, konzentrisch dazu angeordneten, massiven rotierenden

Zylinder gemessen. Sie ist proportional der mechanischen Beanspruchung zufolge der Rotation und proportional zur Konzentration. Ihr Wert gestattet, die Abweichung der Teilchenform von der Kugelgestalt abzuschätzen. Es handelt sich hier um einen mechanischen Effekt, abhängig von der Morphologie der eingelagerten Teilchen. Es ist zu beachten, daß die Auslöschungsrichtungen nicht parallel zur Längserstreckung der Teilchen zu liegen brauchen und dann leicht bei monoklinen und triklinen Bauelementen die Täuschung hervorrufen können, die Teilchen seien nicht mit ihrer Längsrichtung tangential zu den Strömungslinien eingestellt. Die Erscheinung der Strömungsdoppelbrechung hängt ab von der Viskosität und damit von der Temperatur.

d) Zwillingsbildungen.

Falls die Kristalle doppelbrechend sind, werden Zwillingsbildungen zwischen gekreuzten Nicols bei orthoskopischem Strahlengang sofort erkennbar, weil die aneinandergrenzenden Individuen des Zwillings im allgemeinen nicht zueinander parallel orientierte Schwingungsrichtungen haben. Fig. 249a stellt zwei zur Zwillingsebene symmetrisch liegende und in der Zwillingsebene verwachsene Individuen I und II dar. In einem Schnitt senkrecht zu dieser Verwachsungsebene liegen die Schwingungsrichtungen für beide Individuen symmetrisch (Fig. 249b), in einem Schnitt schief zu dieser Verwachsungsebene dagegen unsymmetrisch (Fig. 249c). Mehrfach aneinander gereihte Zwillingsbildungen nach dem gleichen oder nach verschiedenen Zwillingsgesetzen, sogenannte „polysynthetische“ Zwillingsbildungen (z. B. bei den triklinen Feldspäten) heben sich eben-

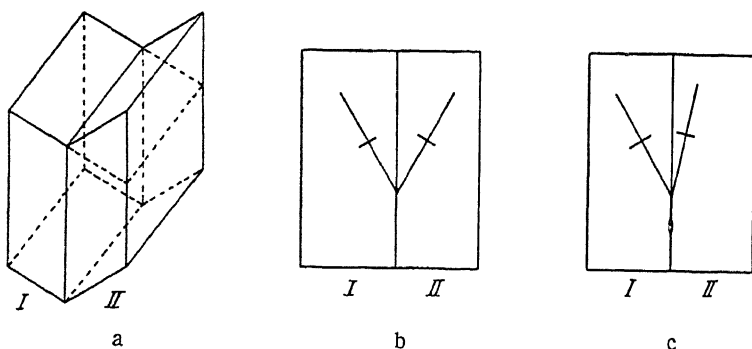



Fig. 249. Lage der Auslöschungsrichtungen in Schnitten durch Zwillingskristalle. a) Zwei zur Zwillingsebene symmetrisch liegende und in der Zwillingsebene verwachsene Individuen. b) Symmetrische Lage der Schwingungsrichtungen in einem Schnitt senkrecht zur Verwachsungsebene. c) Unsymmetrische Lage der Schwingungsrichtungen in einem Schnitt schief zur Verwachsungsebene.

falls zwischen gekreuzten Nicols augenfällig hervor (Fig. 153). Wenn man feststellen will, welche der Individuen kristallographisch parallel zueinander orientiert sind, wendet man einen der früher genannten Kompensatoren an: Wenn zwei Individuen zueinander parallel liegen, so müssen *nicht nur* ihre Schwingungsrichtungen parallel zueinander ausgerichtet sein, sondern es müssen auch die Interferenzfarben, die nach Einschieben des Kompensators sichtbar werden, für beide Individuen während einer vollen Tischumdrehung übereinstimmen.

e) Sphärolithe, Sphärite.

In größerer Anzahl regelmäßig um ein Zentrum angeordnete doppelbrechende Elemente ergeben bei orthoskopischem Strahlengang zwischen gekreuzten Nicols Erscheinungen, die den konoskopischen Interferenzbildern anisotroper Medien ähnlich sind, und die man als Sphäritenkreuze bezeichnet. Häufig ist die Ursache für ihr Auftreten eine radiale Anordnung feiner Kristallfasern (Fig. 250, siehe auch Fig. 161). Liegt die Auslöschung jeweils parallel zur Längsrichtung der Fasern, so erscheinen von ihnen diejenigen dunkel, deren Längsrichtung parallel zu den Schwingungsrichtungen der Nicols geht; man sieht also bei orthoskopischem Strahlengang ein dunkles Kreuz ähnlich wie bei dem konoskopischen Interferenzbild eines einachsigen Kristalls. Dieses Sphäritenkreuz bleibt bei der Drehung des Tisches stehen. Ist die Auslöschung der einzelnen Fasern gegen deren Längsrichtung schief, so erscheint das Sphäritenkreuz um den Winkel dieser schiefen Auslöschung gegen die Schwingungsrichtungen der Nicols gedreht. In den hellen Quadranten jedes Sphäritenkreuzes kann mit Hilfe eines Kompensators der optische Charakter der Faserrichtung bestimmt werden.

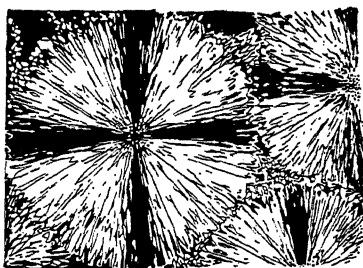



Fig. 250. Sphärolithe, orthoskopisch zwischen gekreuzten Nicols.

Die Ähnlichkeit der Sphäritenkreuze mit den konoskopischen Interferenzbildern einachsiger Kristalle wird noch größer, wenn nicht nur innerhalb einer Ebene eine zentrisch faserige Ausbildung des Kristalls vorliegt, sondern von einem Zentrum Fasern nach allen Richtungen des Raumes ausgehen. Dann erscheint das Sphäritenkreuz häufig von konzentrischen Interferenzringen durchsetzt (Bertrand'sches Kreuz,

Fig. 251), und es täuscht somit völlig das konoskopische Interferenzbild eines einachsigen Kristalls vor. In vielen Fällen werden solche Bildungen daran erkannt, daß die Interferenzringe (farbig oder schwarz) bei Benutzung eines drehbaren Kompensators anormale Verschiebungen erfahren, nämlich sich innerhalb desselben Quadranten aufeinander zu bewegen, und im benachbarten Quadranten voneinander fort bewegen (Pfeile in Fig. 251). Der Grund dafür ist, daß zufolge der räumlich konzentrischen Anordnung der Fasern in einer von der Kugel tangential abgeschliffenen Kappe wegen der zunehmenden Neigung der Strahlen gegen die optische Achse der Fasern der Gangunterschied von der Mitte aus zunächst ansteigt, dann aber wegen der abnehmenden Dicke der Kappe nach dem Rande zu wieder fällt. Diejenigen Quadranten, in welchen die Interferenzkurven bei Steigerung des Gangunterschiedes im Kompensator sich zueinander hin bewegen, befinden sich in Subtraktionslage zu den Schwingungsrichtungen des Kompensators, woraus der optische Charakter der zumeist nicht selbst sichtbaren Nadeln, welche den Sphäriten aufbauen, erschlossen werden kann. Übrigens wird an tangentialen Abschnitten eines Sphäriten das Bertrand'sche Kreuz am besten dann gesehen, wenn man nicht auf das Objekt scharf fokusiert, sondern den Tubus hebt oder senkt, bis das ideelle Zentrum der Kugel in der Fokalebene einsteht. Bei Störungen der Faseranordnung innerhalb eines Sphäriten durch Druck, Drillung usw. öffnen sich die Sphäritenkreuze bei Drehung des Objekttisches in zwei Hyperbeln, ähnlich den Erscheinungen, wie sie bei konoskopischen Interferenzbildern zweiachsiger Kristalle beobachtet werden. Hervorzuheben ist aber, daß an Sphäriten alle diese Erscheinungen schon bei orthoskopischem Strahlengang auftreten.

Fig. 251. Bertrand'sches Kreuz mit Interferenzringen bei räumlich-zentraler Faserung. Orthoskopisch. Die Pfeile geben die Richtungen der Verlagerung der Interferenzringe an bei Steigerung des Gangunterschiedes in einem superponierten Kompensator (nach W. I. Schmidt). n_γ: im Komsator (Berek-Kompensator im Tubuschlitz). (n_γ): im Sphärokristall.

Man sieht die gleichen Sphäritenkreuze auch bei Sphärolithen mit konzentrischem Kristall*schalen*bau, wenn die Schwingungsrichtungen

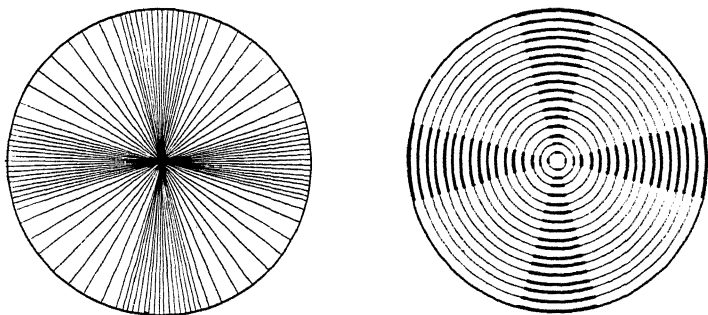



Fig. 252. Sphärolitharten. a) Sphärolith mit konzentrischer Faserung. b) Sphärolith mit konzentrischem Schalenbau. Vereinigung von a) und b) ergibt radialfaserige, konzentrisch geschichtete Sphärolithe (Fig. 253).

in den einzelnen Durchschnitten der Schalen zentral und tangential verlaufen (Fig. 252b). Mitunter, z. B. an kugelförmigen Konkretionen, liegen radialfaserige und zugleich konzentrisch geschichtete Sphärite vor. Meist tritt dann die schalige Ausbildung, die Stufen des Wachstums kennzeichnend, beherrschend hervor. An solchen Gebilden beobachtet man, außer den vorgenannten Erscheinungen, noch sogenannten *Pseudodichroismus*: Mit nur einem Nicol sieht man ein dunkles Doppelbüschel (Fig. 253). Ein solches kommt immer dann zustande, wenn ein feines, parallel gelagertes Spaltensystem in der Struktur vorhanden ist. Dieses wirkt infolge von Gitterpolarisation wie ein Nicol mit einer senkrecht zur Spaltenrichtung verlaufenden Schwingungsrichtung. Da sowohl die radiale Faserung als auch der konzen-

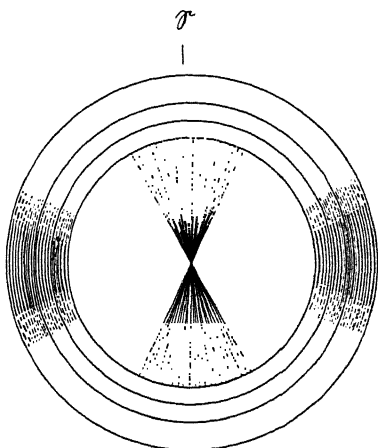



Fig. 253. Pseudodichroismus eines zugleich radialfaserig und konzentrisch geschichteten Sphäroliths (orthoskopisch, mit einem Nicol, nach W. J. Schmidt).
𝔖: Schwingungsrichtung des Nicols.

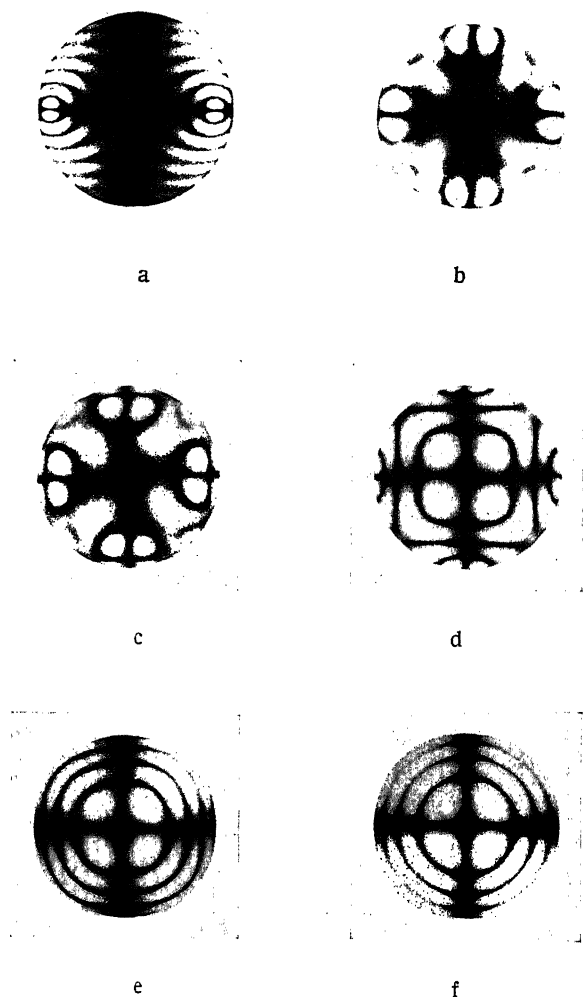



Fig. 254. Entstehung eines rotations-symmetrischen konoskopischen Interferenzbildes durch lamellare Packung niedrig symmetrischer Bauelemente. a) Glimmer, Spaltungsplatte. b) Zwei solcher Spaltungsplatten übereinander, aber azimutal um 90° gegeneinander verdreht. c) d) e) Fortsetzung dieser Schichtung mit 3, 4, 5 Platten. f) 6 Glimmerplatten übereinander, jede gegen die vorherige um 90° verdreht: Interferenzbild eines senkrecht zur Achse geschnittenen optisch einachsigen Kristalls.

trische Schichtenbau, sofern beide fein genug sind, solche Spaltensysteme darstellen, erscheinen beide dort, wo ihre Elemente parallel zur Schwingungsrichtung des benutzten Nicols im Mikroskop liegen, dunkel. Bei Einschaltung eines Kompensators zwischen Nicol und Präparat erscheinen die vorher dunklen und hellen Sektoren verschieden gefärbt.

f) Überlagerungserscheinungen.

Durch Überlagerung gleichartiger oder ungleichartiger Kriställchen sowie durch Drillung feiner Fasern werden häufig andere optische Symmetrieverhältnisse vorgetäuscht. So kann durch regelmäßige Packung niedrig symmetrischer Lamellen konoskopisch die hochsymmetrische Interferenzfigur eines optisch einachsigen Kristalls nachgeahmt werden. In der Fig. 254 entsteht aus dem zweiachsigen Interferenzbild des Glimmers (*a*) durch fortgesetzte Schichtung von Lamellen in kreuzförmig, je um 90° veränderter Orientierung schließlich das Interferenzbild *f*, welches von dem einer senkrecht zur optischen Achse geschnittenen Platte eines optisch einachsigen Kristalles kaum mehr zu unterscheiden ist. Beträgt die Periode der Drehung der einzelnen Lamellen gegeneinander nicht 90°, sondern nur 60°, so entsteht das Interferenzbild eines optisch einachsigen aktiven Kristalls (Fig. 255). Umgekehrt kann eine völlig ungeordnete, räumliche Lagerung kleinster doppelbrechender Elemente scheinbare Isotropie auslösen.

Fig. 255. Erzeugung des Interferenzbildes eines einachsigen, optisch aktiven Kristalls durch analoge Glimmerpakkungen wie in Fig. 254, aber gegenseitige azimutale Verdrehung der einzelnen Platten je 60°.

g) Parakristalle.

Die parakristallinen Stoffe deuten in ihrem optischen (und röntgenographischen) Verhalten auf eine autonome (im eigenen Felde, nicht durch sekundäre Umstände bewirkte) feinbauliche Bündelung (Parallelisierung) ihrer Moleküle hin. Die vielfach langgestreckte Form letzterer begünstigt eine solche Struktur. Diesem feinbaulichen Gefüge entsprechend, weisen die Parakristalle eine Optik gleich der einachsiger Kristalle mit positiver oder auch negativer Doppelbrechung auf. Die besonders dünnflüssigen unter den Parakristallen, wie z. B. Paraazooxyphenetol, bilden gern Tropfen, die sich optisch wie Sphärolithe verhalten. Andere, von gelartiger Konsistenz, wie z. B. Paraazooxybenzoesäureäthylester, erweisen

sich oft als optisch einachsige Stäbchen mit gerader Auslöschung zur Längsrichtung und Isotropie in letzterer. Indes kommt es vielfach zu optischen Verzerrungen wegen der leichten Deformierbarkeit der Stäbchen. Extreme Verbiegungen bieten die sogenannten Myelinformen dar, die sich auch durch eigenartige, lebhafte Bewegungen auszeichnen. Man wird das auf einen örtlich schnellen Wechsel der Oberflächenspannungen zurückzuführen haben.

h) Aggregatpolarisation.

Darunter versteht man die verschiedenartige, in der Regel ganz unregelmäßige Anordnung der Schwingungsrichtungen in den einzelnen Elementen feinkörniger, mit dem Mikroskop gerade auflösbarer Substanzen. Beim Drehen des Objekttisches zeigt das Aggregat zwischen gekreuzten Nicols ein funkelndes Aufhellen oder Verdunkeln oder ein Flimmern der Farben.

i) Vorgetäuschte Doppelbrechung.

Bei jedem Brechungs- und Reflexionsvorgang wird im allgemeinen der Schwingungszustand des Lichts verändert. Durch Brechung und partielle Reflexion an durchsichtigen Körpern wird die Schwingungsrichtung lediglich gedreht, durch Totalreflexion wird linear polarisiertes Licht in elliptisch polarisiertes verwandelt, durch metallische Reflexion tritt sowohl Veränderung der Schwingungsrichtung wie der Schwingungsart ein. Hierdurch entstehen zwischen gekreuzten Nicols Aufhellungen, die leicht eine Doppelbrechung vortäuschen können. Allen diesen Erscheinungen ist gemeinsam, daß die Intensität zwischen gekreuzten Nicols proportional zu $\sin^2 2\chi$ ist, wenn χ den Winkel zwischen der ursprünglichen Schwingungsrichtung (des Polarisators) und der Einfallsebene bei der Brechung bzw. Reflexion bedeutet. Die Intensität zwischen gekreuzten Nicols bleibt also nur dann Null, d. h. die ursprüngliche Schwingung wird nur dann nach Richtung und Charakter nicht verändert, wenn $\chi = 0$ oder 90^0 ist; sie wird am meisten für diejenigen Einfallsebenen modifiziert, für welche $\chi = \pm 45^0$ ist. Daher zeigen z. B. starke Kondensoren und Mikroskopobjektive zwischen gekreuzten Nicols nach Herausnahme des Okulars oder bei Beobachtung mit der Amici-Bertrand'schen Hilfslinse ein dunkles Kreuz, entsprechend den Einfallsebenen $\chi = 0$ und 90^0 und aufgehellte Quadranten entsprechend $\chi = \pm 45^0$ (Fig. 247). Hierdurch wird das konoskopische Interferenzbild eines einachsigen positiven Kristalls vorgetäuscht. Diese Erscheinung bleibt im Gegensatz zur Spannungsdoppelbrechung bei Drehung des Objektivs in seinem Anschraubgewinde unverändert. Sie ist bei konoskopischer Beobachtung

unvermeidlich und bei der Diagnostik zu berücksichtigen. Im Orthoskop verursacht sie eine allgemeine gleichmäßige Aufhellung des Feldes und kann durch Beschränkung der Beleuchtungsapertur unschädlich gemacht werden. Bei den schwächeren Systemen treten solche Erscheinungen wegen der verhältnismäßig geringen Flächenkrümmungen solcher Systeme — die Aufhellungen wachsen mit den Einfallswinkeln — kaum störend auf. Ist dagegen die Flächenkrümmung sehr groß, wie z. B. bei einer mikroskopisch kleinen Kugel, so kann bereits der Durchgang bzw. die Reflexion des Lichtes an einer Kugeloberfläche Doppelbrechung vortäuschen.

Bei der totalen und metallischen Reflexion erleiden die parallel und senkrecht zur Einfallsebene genommenen Komponenten der einfallenden

a b

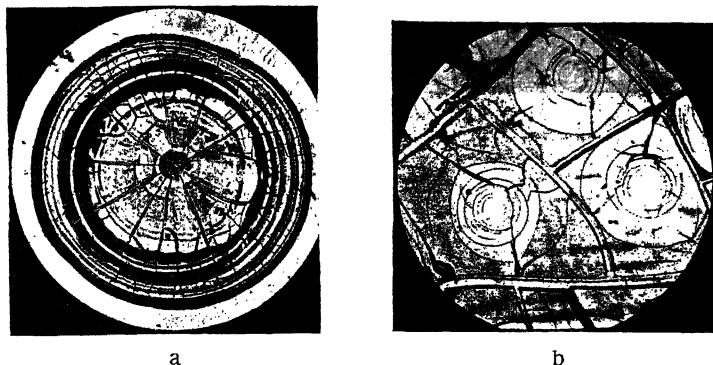



Fig. 256. Ringförmige Zonen (*a*) und spiralige Sprünge (*b*) in eingetrocknetem Hühnereiweiß (nach F. Rinne).

Schwingung eine relative Phasendifferenz zueinander, so daß nach der Reflexion im allgemeinen elliptisch polarisiertes Licht resultiert, dessen Schwingungshauptachsen bei der metallischen Reflexion noch gegen die ursprüngliche Schwingungsrichtung verdreht sind. Nur, wenn das einfallende Licht parallel oder senkrecht zur Einfallsebene polarisiert ist, also einer der beiden Komponenten Null wird, kann die Phasendifferenz sich nicht auswirken. Eine ringförmige Fläche, an welcher totale oder metallische Reflexion erfolgt, erscheint daher zwischen gekreuzten Nicols in den vier diagonalen Quadranten aufgehellt. Bei Durchtränkung des Präparates mit geeigneten Immersionen wird die Totalreflexion vermieden, und die zuvor vorgetäuschte Doppelbrechung verschwindet. Man kann solche Erscheinungen z. B. beobachten an ringförmigen Zonen und spiraligen Sprüngen, die bei der Eintrocknung organischer Substanzen (z. B. Eiweiß; Fig. 256) entstehen, ferner auch, wenn man einen

Dunkelfeldkondensor im polarisierten Licht benutzt; seine total bzw. metallisch reflektierenden Flächen verändern den Schwingungszustand des Lichtes in so beträchtlichem Maße, daß einwandfreie Bestimmungen zwischen gekreuzten Nicols damit oft nicht möglich sind.

Vorgetäuschte Doppelbrechung kann schließlich auch infolge Depolarisation des Lichtes durch allseitige Beugung an sehr kleinen mikroskopischen oder ultramikroskopischen Teilchen auftreten. Unter Depolarisation versteht man diejenige Veränderung ursprünglich polarisierten Lichtes, bei welcher eine Wiederannäherung an den Schwingungszustand des gewöhnlichen Lichtes stattfindet. Depolarisation tritt niemals bei regulärer Reflexion auf.

G. Quantitative Untersuchungsmethoden.

1. Messung ebener Winkel.

Solche Messungen kommen in Frage, wenn der Schliff gut ausgebildete Kristallkanten, Spaltrisse oder Zwillingsgrenzen aufweist. Das Objektiv muß zur Achse des Mikroskopdrehtisches gut einzentriert werden. Man legt dann (Fig. 257) den Scheitel des zu messenden Winkels in den Schnittpunkt des Okularfadenkreuzes, stellt einen Schenkel des Winkels parallel zu einem der Okularfäden und dreht den Objekttisch, bis der andere Schenkel parallel zu demselben Faden liegt. Die Differenz der Winkelablesungen am Objekttisch ergibt den gesuchten Wert. Man kann die Messungen ohne Analysator oder auch zwischen gekreuzten Nicols ausführen, je nach den optischen Verhältnissen des Anschliffes, natürlich auch auf dem Universaldrehtisch. Die Genauigkeit geht bis 0,1°.

Fig. 257.
Messung ebener Winkel.

2. Messung von Flächenwinkeln.

In Frage kommen Flächenwinkel an isolierten Kriställchen, ferner Neigungen von Spalt- oder Verwachsungsebenen gegen die Anschliff-fläche. Man benutzt dazu den Universaldrehtisch. Wichtig hierbei ist, für großes Tiefenunterscheidungsvermögen (kleine Fokustiefe) zu sorgen. Die Apertur des Objektivs darf also nicht zu niedrig sein und soll voll ausgeleuchtet werden (siehe S. 106). Ferner muß ein starkes

Okular benutzt werden. Durch Drehung um A_1 oder um A_3 bringt man, wenn es sich um eine Spalt- oder Kristallfläche handelt, ohne Analysator die Durchschnittskante mit der Schliffoberfläche parallel zum horizontalen Okularfaden und damit parallel zu A_4. Um diese Achse neigt man dann das Objekt, bis die Kristallfläche oder Spaltebene als möglichst

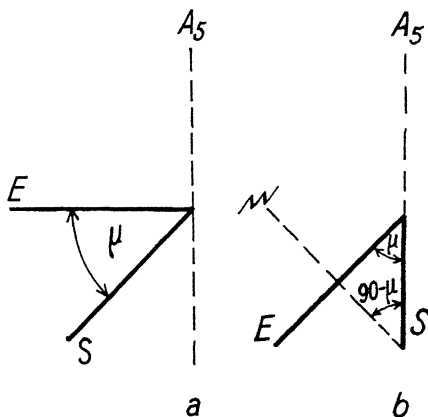



Fig. 258. Messung von Flächenwinkeln.
a) A_5: Mikroskopachse. E: Schliffoberfläche. S: Spaltfläche. Gesucht $\sphericalangle(E, S) = \mu$.
b) n: Schliffnormale $S \parallel A_5$. Gefunden $\sphericalangle$ (n, S) $= 90^0 - \mu$.

feine, dünne Linie erscheint. Die Ablesung am Meßkreis zu A_4 gibt den Winkel $90^0 - \mu$ zwischen Fläche und Schliffnormale (Fig. 258). Der gesuchte Flächenwinkel μ ist das Komplement dazu. Die Genauigkeit geht bei guter Ausbildung der Flächen bis etwa $\frac{1}{4}^0$. Orientierungen der Verwachsungsebenen von Zwillingen werden zwischen gekreuzten Nicols, aber sonst wie oben, eingemessen. Die erreichbare Genauigkeit ist hier meist erheblich geringer.

3. Messung von Auslöschungswinkeln.

Die Lage der Schwingungsrichtungen, bezogen auf die Spur einer kristallographisch ausgeprägten Richtung r in einer Platte, nennt man deren Auslöschungswinkel φ (Fig. 259) und das von den Schwingungsrichtungen gebildete Kreuz das Auslöschungskreuz. φ gibt die Lage des Kreuzes gegen eine markante Richtung r an. Man mißt die Auslöschungswinkel wie ebene Winkel, nur daß an Stelle der einen sichtbaren

kristallographischen Richtung eine optische Schwingungsrichtung tritt. Es wird also die kristallographische Bezugsrichtung r parallel zu einem Okularfaden gelegt und die Stellung des Objekttisches abgelesen. Dann dreht man den Objekttisch bis zur Auslöschung und liest seine Stellung wiederum ab. Die Differenz dieser Ablesungen ist einer der beiden Auslöschungswinkel, der andere das Komplement dazu. Ist φ von 0^0 oder 90^0 verschieden, so sagt man, die Platte hat „schiefe" Auslöschung gegen die Richtung r; ist $\varphi = 0^0$ oder 90^0, so nennt man die Auslöschung mit Bezug auf r „gerade". Den Auslöschungswinkel für die Schwingungsrichtung, deren relativer optischer Charakter (n_γ) ist, bezeichnet man mit $\varphi\,(n_\gamma)$, den anderen entsprechend mit $\varphi\,(n_\alpha)$. Auf dieselbe kristallographische Richtung bezogen, ist

$$\varphi\,(n_\gamma) + \varphi\,(n_\alpha) = 90^0.$$

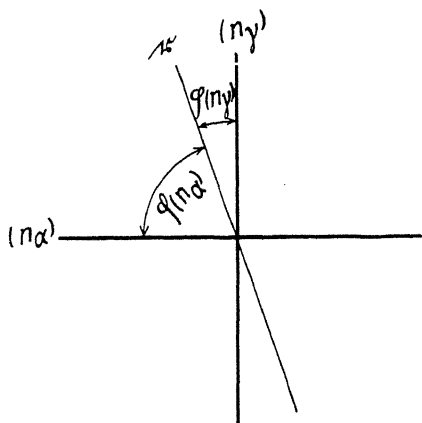



Fig. 259. Auslöschungswinkel φ, bezogen auf eine kristallographisch ausgeprägte Richtung r.

Zur Messung der Auslöschungswinkel muß man kleine Beleuchtungsaperturen anwenden (Kontrolle mit der Amici-Bertrand'schen Hilfslinse), da die Auslöschungen und deren Dispersion mitunter sehr stark mit der Richtung im Kristall variieren. Andererseits ist es wegen der kleinen Beleuchtungsapertur nötig, mit starken Lichtquellen zu arbeiten, falls höhere Genauigkeiten erzielt werden sollen. Sind die Auslöschungsrichtungen merklich dispersiert (Auftreten von wechselnden Farben in der Nähe der Stelle stärkster Verdunkelung), so müssen Lichtfilter angewandt werden. Dabei ist zu beachten, daß die Ablesungen um so genauer werden, je näher für die benutzte Lichtart in der Platte $\Gamma = \frac{\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{2}, \frac{5\lambda}{2} \dots$ ist. Die Einstellungen werden ganz unempfindlich, bei $\Gamma = \lambda, 2\lambda, 3\lambda \dots$

Von dem Fehler in der Stellung der Okularfäden wird man unabhängig, wenn man nach der ersten Messung das Präparat umklappt (obere Seite nach unten), dann nochmals mißt und dabei den Objekttisch im entgegengesetzten Sinne zum ersten Male dreht (Fig. 260). Der wahre Auslöschungswinkel ist dann gleich der halben Summe, der Fehler

in der Orientierung des Okularfadens gleich der halben Differenz der beiden Messungen.

Die genaue Auslöschungsstellung kann man bei isolierten Kristallen dadurch sehr fein einkorrigieren, daß man in der Auslöschungsstellung einen der Nicols ganz wenig verdreht. Bleibt dabei der Kristall ebenso hell wie die Umgebung, so war die Auslöschungsstellung genau; wird der Kristall heller oder dunkler als die Umgebung, so muß die Auslöschungsstellung korrigiert werden. Für die nicht isolierten Kristalle in Dünnschliffen erreicht man eine hohe Genauigkeit durch Anwendung von

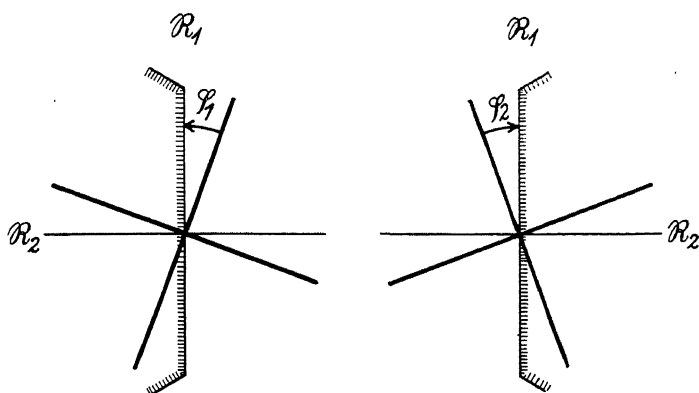



Fig. 260. Ausschaltung fehlerhafter Orientierung der Okularfäden R_1, R_2 bei der Messung von Auslöschungswinkeln. Gemessen φ_1 und nach Umklappung des Kristalls φ_2. Wahrer Auslöschungswinkel: $\varphi = \frac{1}{2}(\varphi_1 + \varphi_2)$. Der Fehler der Stellung des Okularfadens R_1 ist: $\frac{1}{2}(\varphi_1 - \varphi_2)$.

Halbschattenplatten. Sie werden am besten in einem speziellen Okular benutzt, dem sogenannten Wright'schen Okular (Fig. 233). Es besitzt im Sehfelde eine Irisblende und seitlich einen Schlitz zur Einführung von Hilfsplatten. Dieses Okular muß zusammen mit dem Aufsatzanalysator gebraucht werden. Als Halbschattenplatten wirken am besten die sogenannte Nakamuraplatte, eine aus zwei nebeneinander liegenden, links und rechts drehenden Quarzplatten bestehende Kombination mit konstantem Halbschatten (Fig. 261), und der Halbschattenkeil nach Macé de Lépinay, eine aus zwei nebeneinander liegenden, rechts und links drehenden Quarzkeilen bestehende Kombination mit veränderlichem Halbschatten (Fig. 262). Man kreuzt zunächst ohne Objekt bei eingeschalteter Halbschattenplatte die Nicols (natürlich nach Ausschalten des Tubusanalysators) und mißt dann nach Auflegen des Objekts auf den Mikroskoptisch den Auslöschungswinkel wie oben angegeben, nur

daß man an Stelle maximaler Dunkelheit auf Halbschatten einstellt. Die Irisblende im Okular hat den Zweck, andere Teile des Schliffes, die durch ihre Helligkeitsveränderungen während der Messung stören würden, abzublenden. Es gibt im übrigen noch viele andere Konstruktionen von Halbschattenplatten; sie sind aber meist komplizierter und dabei nicht genauer als die obigen, oder aber, insonderheit betrifft dies alle Konstruktionen, deren Halbschattenwirkung nicht auf optischem Drehungsvermögen beruht, aus prinzipiellen Gründen unzuverlässig.

Die Lage der Auslöschungskreuze bietet ein weiteres Hilfsmittel zur Kennzeichnung der optischen Symmetriegruppen und der Schnittlagen. Da nämlich die Orientierung der Indikatrix im Kristall durch Symmetriebedingungen bestimmt ist, so gilt dies auch für die

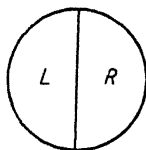



Fig. 261: Halbschattenplatte nach Nakamura.
L: Linksdrehend; R: Rechtsdrehend.

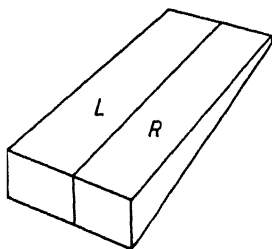



Fig. 262. Halbschattenkeil nach Macé de Lépinay (mit veränderlichem Halbschattenwinkel).
L: Linksdrehend; R: Rechtsdrehend.

Lage der Auslöschungskreuze. Es wird das sehr anschaulich, wenn man die Biot-Fresnel'sche Regel zur Konstruktion der Schwingungsrichtungen benutzt:

In der Fig. 263 bedeuten in stereographischer Projektion das Zentrum die kristallographische c-Achse, die kurzen Bögen A_1 und A_2 die dispergierten optischen Achsen, $\mathfrak{n}$ eine beliebige Wellennormalenrichtung (Schliffnormale, Flächennormale), $\mathfrak{r}$ eine kristallographisch ausgeprägte Richtung in der auf $\mathfrak{n}$ senkrechten Fläche. Die Figur a betrifft den allgemeinen Fall trikliner Kristalle. Man zeichnet die dispergierten Großkreise $A_1\,\mathfrak{n}$ und $A_2\,\mathfrak{n}$ und den ebenfalls dispergierten Großkreis, welcher den Winkel $A_1\,\mathfrak{n}\,A_2$ halbiert. Er schneidet die zu $\mathfrak{n}$ senkrechte Fläche in dem Bogenstück $\mathfrak{S}'$. Dieses gibt die dispergierte Schwingungsrichtung der einen zur Richtung $\mathfrak{n}$ gehörigen Welle. Die Schwingungsrichtung $\mathfrak{S}''$ der anderen Welle liegt auf dem Großkreis $\mathfrak{S}'\mathfrak{r}$, 90^0 von $\mathfrak{S}'$ entfernt. Ob $\mathfrak{S}'$ oder $\mathfrak{S}''$ die Schwingungsrichtung der schnelleren Welle ist, hängt

vom Charakter der Doppelbrechung des Kristalls ab. Ist dieser positiv, so ist die in der Halbierungsebene liegende Schwingungsrichtung $\mathfrak{S}' = (n_\gamma)$,

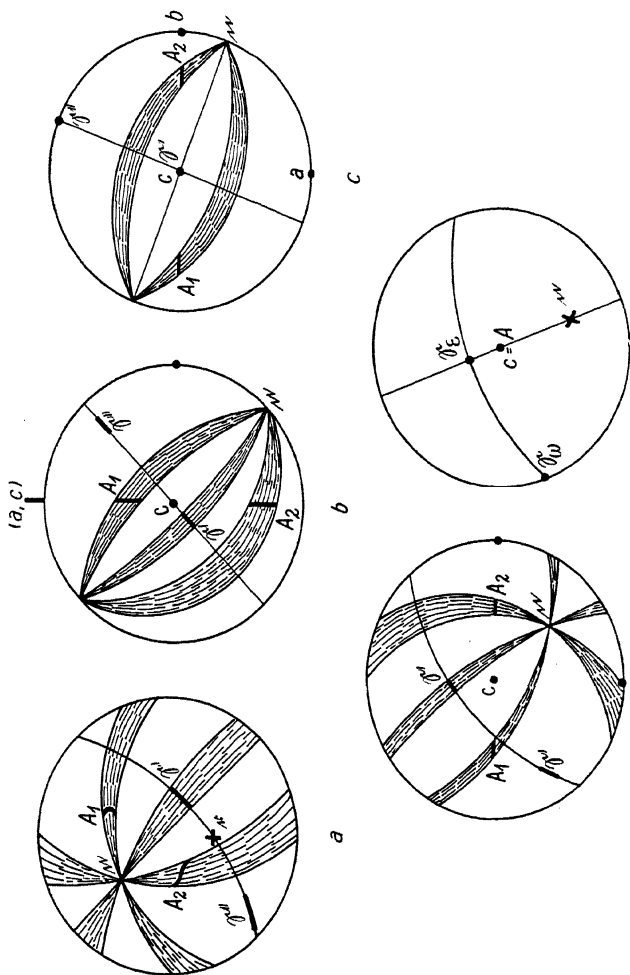



Fig. 263: Biot-Fresnel'sche Regel für die Konstruktion der Schwingungsrichtungen zu einer beliebigen Normalenrichtung n. A_1, A_2: Projektion der optischen Achsen. r: Projektion einer kristallographisch ausgeprägten Richtung in der zu n senkrechten Fläche. c: Vertikale kristallographische Achse. $\mathfrak{S}'$ und $\mathfrak{S}''$: Schwingungsrichtungen in der zu n senkrechten Fläche.

die senkrecht zur Halbierungsebene liegende $\mathfrak{S}'' = (n_\alpha)$, bei negativem Charakter der Doppelbrechung umgekehrt. Der Auslöschungswinkel für

die zu n senkrechte Fläche und bezogen auf die kristallographische Richtung r in dieser ist $\varphi = \mathfrak{S}'\mathfrak{r}$ bzw. $90^0 - \varphi = \mathfrak{S}''\mathfrak{r}$ und ebenfalls dispergiert.

Den Fall monokliner Kristalle stellt Fig. 263b dar. Es ist hierbei geneigte Dispersion angenommen: $2\,V$ in der Ebene (a, c). Für einen Flächenpol n auf dem Grundkreis, d. h. für Flächen aus der Zone der Vertikalachse c, herrscht i. a. schiefe und dispergierte Auslöschung bezüglich der Zonenachse c. Nur für die Flächen 100 und $\bar{1}00$ aus der Zone c, deren Pole $\bar{n}$ mit dem Süd- bzw. Nordpunkt des Großkreises zusammenfallen, besteht, wie leicht zu übersehen, nicht dispergierte und gerade Auslöschung bezüglich c.

Die analoge Untersuchung für Flächen aus der Zone c bei rhombischen Kristallen (Fig. 263c) liefert zufolge der symmetrischen Lage der optischen Achsen zu den drei kristallographischen Hauptachsen für alle Flächen dieser Zone (und ebenso für alle Flächen der Zonen a und b)

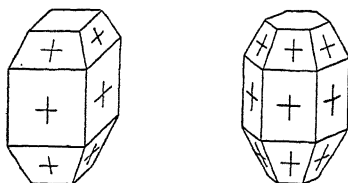



Fig. 264. Auslöschungslagen auf den Flächen wirteliger Kristalle.

gerade und nicht dispergierte Auslöschung bezüglich der Zonenachse. Nur auf Flächen, die schief gegen alle drei kristallographische Achsen liegen (Fig. 263d), gibt es dispergierte Auslöschungen.

Bei optisch einachsigen Kristallen (Fig. 263e) liegt wegen $c = A$ für jede Normalenrichtung n eine Schwingungsrichtung, und zwar die für ε, parallel dem Hauptschnitt.

Für die Lage der Auslöschungskreuze ergeben sich also folgende Sätze:

Bei einachsigen Kristallen liegt ein Arm des Auslöschungskreuzes stets im Hauptschnitt, d. h. parallel der Projektion der kristallographischen c-Achse auf die Schnittfläche (Fig. 264). Es gibt hier keine Dispersion der Auslöschungskreuze.

Bei rhombischen Kristallen ist auf Flächen parallel zu zwei kristallographischen Achsen das Auslöschungskreuz parallel zu diesen Achsen (Fig. 265). Auf Flächen, die nur einer kristallographischen Achse parallel sind, liegt das Auslöschungskreuz parallel und senkrecht zu der Projektion der betreffenden Kristallachse auf die Fläche. Auf Pyramiden-

flächen herrscht schiefe Auslöschung und nur auf solchen kann eine Dispersion der Auslöschungskreuze vorkommen.

Bei monoklinen Kristallen herrscht auf allen Flächen parallel zur kristallographischen Achse *b* gerade Auslöschung in bezug auf die Spur

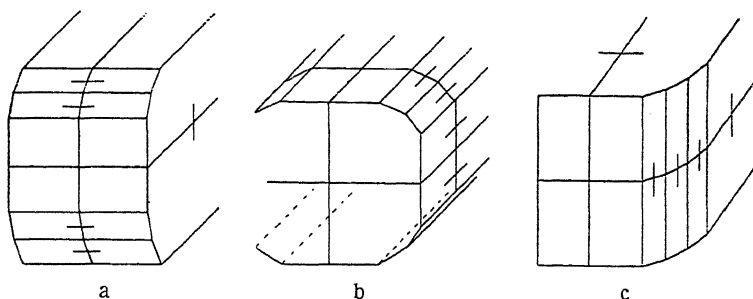



Fig. 265. Auslöschungslagen auf Flächen rhombischer Kristalle.

der Ebene (*a*, *c*) in der Fläche (Fig. 266). Alle anderen Flächen zeigen schiefe Auslöschung und Dispersion der Auslöschungskreuze (z. B. 010 in Fig. 266). Auf zwei zur Ebene (*a*, *c*) symmetrisch liegenden Flächen sind auch die Auslöschungskreuze symmetrisch zueinander.

Trikline Kristalle zeigen im allgemeinen auf allen Flächen schiefe Auslöschung und Dispersion der Auslöschungskreuze.

Die Dispersion der Schwingungsrichtungen kann in allen genannten Fällen so klein sein, daß sie sich der Beobachtung für gewöhnlich entzieht (Fig. 267).

Fig. 266. Auslöschungslagen auf Flächen monokliner Kristalle.

Schnitte senkrecht zu einer optischen Achse erweisen sich, namentlich bei starker Doppelbrechung, erst bei weitgehender Reduktion der Beleuchtungsapertur durch völlige Verdunkelung als optisch isotrop; bei größerer Apertur bleiben sie während einer ganzen Umdrehung des Objekttisches gleichmäßig hell.

Bei der Bestimmung der Lage der Auslöschungskreuze mit Hilfe des Universaldrehtisches bietet sich die Möglichkeit, ihre Lage für einen ganzen Flächenkomplex zu untersuchen. Es interessieren hier vor

Fig. 267. Sehr kleine Dispersion der Auslöschungsrichtungen (auf 010 und 111 von Gips, nach M. Berek).
Die Ordinaten geben die Dispersion gegen die Lage der Schwingungsrichtungen für das Licht der D-Linie.

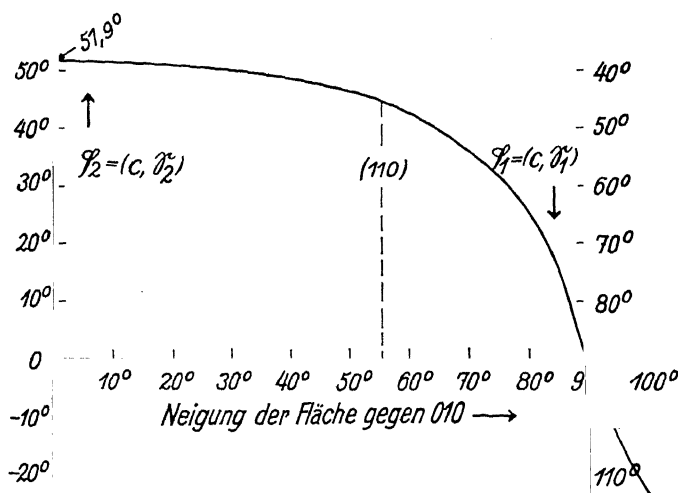



Fig. 268. Auslöschungskurve für die Zone der Vertikalachse eines monoklinen Kristalls (Gips, nach M. Berek). φ bezogen auf die Vertikalachse c als Zonenachse.

allem solche Flächen, die ein und derselben Zone angehören. Man stellt die Spur der Zonenachse, die im Schliff entweder als Kante, Spaltriß oder Zwillingsnaht sichtbar oder durch eine Auslöschungsrichtung gegeben sein kann, durch Drehung um A_1 parallel zum vertikalen Okularfaden und mißt dann für eine größere Reihe von Neigungen um A_2 die Auslöschungswinkel gegen die Zonenachse durch Drehung um A_3. Das Ergebnis wird in einer „Auslöschungskurve“ graphisch aufgetragen (Fig. 268). Diagnostisch wichtig ist die Feststellung solcher Zonen, in welchen gerade Auslöschung zur Zonenachse besteht, weil diese Zonen immer eine sehr einfache kristallographische Lage haben.

4. Messung von Gangunterschieden.

(Relative Dispersion, Stärke der Doppelbrechung.)

Der Gangunterschied, welchen die beiden in gleicher Richtung fortschreitenden Wellen (nicht Strahlen) für eine Lichtart beim Austritt aus einer Kristallplatte erreicht haben, wird entweder in mμ (1 mμ = 0,000001 mm) oder in Bruchteilen der Luftwellenlänge dieser Lichtart angegeben. Rohe Schätzungswerte ergeben sich schon aus der Höhe der Interferenzfarben zwischen gekreuzten Nicols im weißen Licht. Dem Tageslicht entspricht im Mittel ein optischer Schwerpunkt mit der Wellenlänge von zirka 550 mμ. Zeigt z. B. ein Präparat zwischen gekreuzten Nicols bei orthoskopischem Strahlengang und kleiner Beleuchtungsapertur eine lebhaft gelbe bis braungelbe Interferenzfarbe, so lehrt die Tab. 4, S. 120, daß der Gangunterschied dann ungefähr 400 mμ für $\lambda_0 = 551$ mμ sein wird, oder in Bruchteilen der Wellenlänge ausgedrückt, ungefähr $^8/_{11}\ \lambda_0$. Damit man die Interferenzfarbe richtig in die Skala einreiht, darf die Beleuchtungsapertur nicht groß sein, weil sonst durch den Summationseffekt der Interferenzen verschiedener Richtung die wahre Farbe in Richtung der Plattennormale gefälscht wird.

Zur sicheren Einschätzung kann man einen Quarz- oder Gipskeil im Wright'schen Okular (Fig. 233) benutzen, der eine Teilung trägt. Man kombiniert ihn mit der zu untersuchenden Platte in Subtraktionsstellung und merkt sich, bei welchem Skalenteil der Kompensationsstreifen liegt. Entfernt man hierauf das Objekt, so sieht man, welche Interferenzfarbe (nach Ordnung und Farbton) an dem angemerkten Skalenteil liegt, und findet dann aus der Tab. 4 den ungefähren Gangunterschied.

Zur exakten Messung dienen eine Reihe von Kompensatoren mit Meßeinrichtung, von denen hier die wichtigsten und verbreitetsten zu erwähnen sind:

Der Babinet'sche Kompensator. — Er wird als Okular mit Aufsatzanalysator gebraucht und besteht im wesentlichen aus zwei übereinander liegenden, in Subtraktionsstellung befindlichen Quarzkeilen, von denen der eine gegen den anderen meßbar zu verschieben ist (Fig. 269).

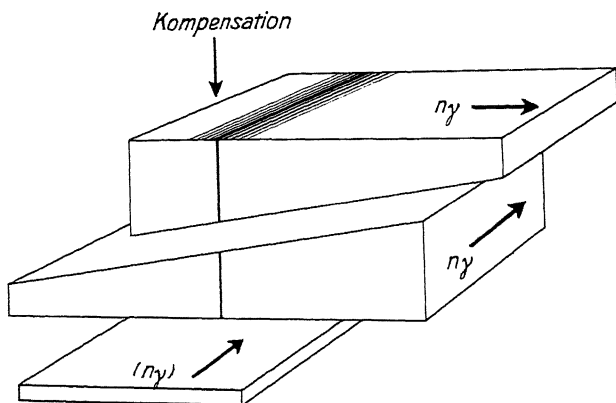



Fig. 269. Zur Wirkungsweise des Babinet'schen Kompensators. Der in der unterlegten Kristallplatte bewirkte Gangunterschied wird in dem darüber liegenden, zur Platte in Additionsstellung befindlichen Keil vergrößert und in dem darüber subtraktiv orientierten verschiebbaren Keil an der mit Pfeil bezeichneten Stelle kompensiert.

Solange keine Kristallplatte eingeschaltet ist, tritt da, wo beide Keile gleiche Dicke haben, zwischen gekreuzten Nicols im Gesichtsfeld des Okulars ein dunkler Kompensationsstreifen auf. Von hier aus folgt nach beiden Seiten hin symmetrisch zum Kompensationsstreifen im weißen

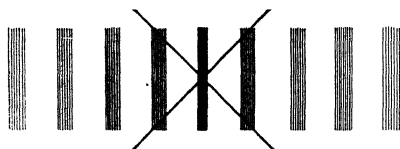



Fig. 270. Ausgangsstellung des Kompensators nach Babinet.

Licht die Skala der Interferenzfarben. Im Gesichtsfeld des Okulars befindet sich eine Einstellmarke. Mit dieser wird der Kompensationsstreifen zu Beginn der Messung in Koinzidenz gebracht (Fig. 270). Zunächst ist der Kompensator zu eichen. Man mißt zu dem Zweck im weißen Licht die Verschiebung, die nötig ist, um an Stelle des Kompensationsstreifens die Übergangsfarbe von der ersten zur zweiten Ordnung, das Tiefrot-

purpur, zur Koinzidenz mit der Einstellmarke zu bringen. Die an der Trommel gemessene Verschiebung sei υ_0; sie ist der Eichwert für den optischen Schwerpunkt des weißen Lichtes (entsprechend $\Gamma = 1\,\lambda_0$). Ist der Kompensationsstreifen in seine Ausgangsstellung wieder zurückgebracht, so legt man die zu untersuchende Platte auf den Objekttisch und dreht sie in die Diagonalstellung ein. Dann erscheint der Kompensationsstreifen im Gesichtsfeld verlagert; er wird durch eine Verschiebung υ in seine ursprüngliche Lage zurückgeführt. Der gemessene Gangunterschied ist dann

$$\Gamma = \frac{\upsilon}{\upsilon_0}\lambda_0 \tag{18}$$

wo λ_0 die Wellenlänge in Luft für den Schwerpunkt weißen Lichtes ist.

Entsprechend kann man die Gangunterschiede für jede Art monochromatischen Lichtes messen. In solchem erscheinen äquidistante schwarze Streifen, deren Abstand je $1\,\lambda_0$ Gangunterschied entspricht. Man bestimmt den Eichwert υ_0 aus der Verschiebung, die nötig ist, um an Stelle eines dunklen Streifens den nächsten zur Koinzidenz mit der Einstellmarke zu bringen. Nach Einschalten des Objektes in Diagonalstellung sieht man zunächst im weißen Licht zu, wo der Kompensationsstreifen liegt, bringt ihn durch Verschiebung angenähert zur Koinzidenz mit der Einstellmarke und korrigiert dann die genaue Einstellung in einfarbigem Licht nach. Die Gesamtverschiebung ist wieder υ und der Gangunterschied wird wie oben berechnet, nur daß jetzt für λ_0 in Formel 18 die Wellenlänge der benutzten monochromatischen Lichtart einzusetzen ist. Jede Lichtart bedarf einer besonderen Eichung. Der Kompensator wird gewöhnlich so ausgeführt, daß er vier Ordnungen zu messen gestattet.

Der Kompensator nach Berek (Fig. 234). — Er wird im Tubusschlitz gebraucht, also unter Verwendung des Tubusanalysators und der gewöhnlichen Okulare mit Fadenkreuz, und besteht aus einem kippbaren, senkrecht zur optischen Achse geschliffenen, dünnen Kalkspatplättchen. Die Neigung der Plättchennormale gegen die Mikroskopachse ist an einer Trommel auf $0{,}1^0$ abzulesen. Je nach der Neigung des Kompensatorplättchens werden verschiedene Gangunterschiede im Schnittpunkt der Okularfäden erzeugt. Normalerweise ist die Dicke des Plättchens so gewählt, daß etwa 4 Ordnungen der Einstellung zugänglich sind. Wenn das Plättchen so gedreht wird, daß seine Normale mit der Mikroskopachse zusammenfällt, ist symmetrisch im Gesichtsfeld ein dunkles Kreuz sichtbar (Fig. 271a), und im Schnittpunkt der Okularfäden steht dann der Gangunterschied Null.

Die Eichung erfolgt in der Weise, daß man für einfarbiges Licht bekannter Wellenlänge nacheinander je den ersten dunklen Streifen

links und rechts des Gangunterschiedes Null durch Drehung am Triebknopf des Kompensators in den Schnittpunkt der Okularfäden bringt und diese Einstellungen abliest. Sie seien a und b. Man bildet $i = \frac{1}{2}(a-b)$ und dividiert die Wellenlänge der benutzten Lichtart, in mμ gemessen, durch die zu i aus Tab. 6 entnommene Zahl. Das Ergebnis ist die Kompensatorkonstante C für die betreffende Lichtart. Will man C für weißes Licht finden, so setzt man für dessen Schwerpunkt die Wellenlänge 551 mμ und stellt auf die Übergangsfarbe von der ersten zur zweiten Ordnung ebenfalls beiderseits ein.

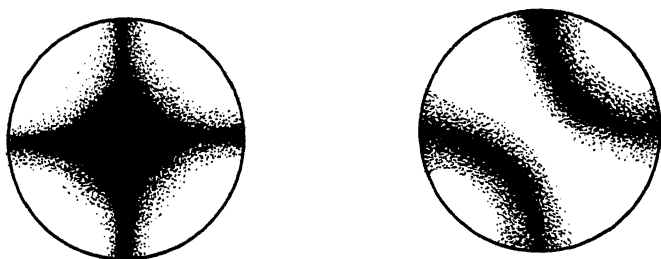



Fig. 271. Zur Wirkung des Kompensators nach Berek. *a*: Nullage. *b*: Auflösung des Kreuzes bei Einschaltung eines schwach doppelbrechenden Körpers in Subtraktionsstellung.

Beispiel: $\lambda = 589$ mμ.

$a = 44{,}6^0;\ b = 15{,}8^0$

$i = \frac{1}{2}(44{,}6 - 15{,}8) = 14{,}4^0$; hierzu aus der Tab.: 626.

$C = 589 : 626 = \mathbf{0{,}941}$.

Die Messung eines Gangunterschiedes erfolgt in der Weise, daß die zu untersuchende Platte in die Diagonalstellung gebracht wird und nach Einschaltung des Kompensators im weißen Licht durch Drehung an seiner Trommel geprüft wird, ob im Schnittpunkt der Okularfäden Kompensation der Interferenzfarbe erreicht werden kann. Sollte das zunächst nicht der Fall sein, so tritt es bestimmt ein, wenn man die zu untersuchende Platte in die zweite Diagonalstellung, die um 90° von der ersten verschieden ist, eindreht. Man mißt dann beiderseits von der Nullage in der Lichtart, für welche man die Kompensatorkonstante bestimmt hat, die Einstellungen a' und b', welche Kompensation im Schnitt-

Tabelle 6. Kompensatorfunktion zum Kompensator nach Berek.

$i = \frac{a-b}{2}$ Grad	·0	·1	·2	·3	·4	·5	·6	·7	·8	·9
0	0,00	0,03	0,12	0,27	0,49	0,76	1,10	1,5	1,9	2,5
1	3,0	3,7	4,4	5,1	6,0	6,9	7,8	8,8	9,9	11,0
2	12,2	13,4	14,7	16,1	17,5	19,0	20,6	22,2	23,9	25,6
3	27,4	29,3	31,2	33,2	35,2	37,3	39,5	41,7	44,0	46,3
4	48,4	51,2	53,7	56,3	58,9	61,6	64,4	67,2	70,1	73,1
5	76,1	79,1	82,3	85,5	88,7	92,0	95,4	98,8	102,3	105,9
6	109,5	113,2	116,9	120,7	124,6	128,5	132,5	136,5	140,6	144,8
7	149,0	153,3	157,6	162,0	166,5	171,0	175,6	180,2	184,9	189,6
8	194,5	199,3	204,3	209,3	214,4	219,5	224,6	229,9	235,2	240,5
9	245,9	251,4	257,0	262,6	268,2	273,9	279,7	285,5	291,4	297,4
10	303,4	309,5	315,6	321,8	328,1	334,4	340,7	347;2	353,7	360,2
11	366,8	373,5	380,2	387,0	393,8	400,8	407,7	414,7	421,8	428,9
12	436,1	443,4	450,7	458,1	465,5	473,0	480,6	488,2	495,8	503,5
13	511	519	527	535	543	551	559	567	576	584
14	592	601	609	618	626	635	644	653	661	670
15	679	688	697	706	716	725	734	743	753	762
16	772	781	791	801	810	820	830	840	850	860
17	870	880	890	901	911	921	932	942	953	963
18	974	985	996	1006	1017	1028	1039	1050	1061	1072
19	1084	1095	1106	1118	1129	1141	1152	1164	1175	1187
20	1199	1211	1222	1234	1246	1258	1270	1283	1295	1307
21	1319	1332	1344	1357	1369	1382	1394	1407	1420	1432
22	1445	1458	1471	1484	1497	1510	1523	1537	1550	1563
23	1577	1590	1603	1617	1631	1644	1658	1672	1685	1699
24	1713	1727	1741	1755	1769	1783	1797	1812	1826	1840
25	1855	1869	1884	1898	1913	1927	1942	1957	1972	1987
26	2001	2016	2032	2046	2062	2077	2092	2107	2123	2138
27	2153	2169	2184	2200	2215	2231	2247	2262	2278	2294
28	2310	2326	2342	2358	2374	2390	2407	2422	2439	2455
29	2471	2488	2504	2521	2537	2554	2570	2587	2604	2620
30	2637	2654	2671	2688	2705	2722	2739	2756	2773	2791

punkt der Okularfäden ergeben. Mit $i' = \frac{a' - b'}{2}$ geht man wieder in Tab. 6 ein und multipliziert die dort gefundene Zahl mit der zuvor ermittelten Kompensatorkonstante C. Das Ergebnis ist der Gangunterschied der Platte, in mμ gemessen, für die betreffende Lichtart.

Die Genauigkeit dieses Kompensators ist namentlich bei kleineren und mittleren Gangunterschieden höher als die des Babinet'schen Kompensators. An der Symmetrie der Kompensationsstreifen zum Fadenkreuz kann man leicht erkennen, ob die Diagonalstellung der Kristallplatte und die Orientierung der Nicols zum Tubusschlitz richtig ist.

Das dunkle Kreuz in der Nullage des Kompensators vor Einschieben der Kristallplatte muß gut geschlossen sein (Fig. 271 a). Anderenfalls haben die Objektive oder der Kondensor Spannungsdoppelbrechung und man mißt dann die Gangunterschiede um den Betrag dieser Spannungsdoppelbrechung zu hoch. Schon sehr kleine Gangunterschiede erzeugen eine deutlich erkennbare und meßbare Öffnung des Kreuzes (Fig. 271 b). Man kann also mit diesem Kompensator die Objektive sehr empfindlich auf Spannungsfreiheit prüfen.

Würde das neigbare Plättchen im Kompensator aus Quarz, senkrecht zu dessen optischer Achse geschnitten, bestehen, so würden die Zahlen in Tab. 6 namentlich in den höheren *i*-Werten ein wenig größer sein.

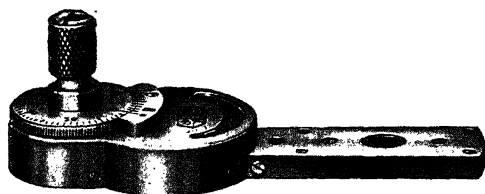



Fig. 272. Elliptischer Kompensator zur Messung sehr kleiner Gangunterschiede.

Der „elliptische" Kompensator. — Er besteht im Prinzip aus einem im Azimut drehbaren anisotropen Plättchen. Je nach dessen Dicke ist das Meßverfahren ein verschiedenes. Das Schwergewicht eines solchen Kompensators liegt in der Messung sehr kleiner Gangunterschiede. Für diesen Zweck am vorteilhaftesten ist ein Kompensatorplättchen mit einem Gangunterschied Γ_0 von etwa $^1/_{10}$—$^1/_{30}$ λ. Mit ihm lassen sich kleine Gangunterschiede bis maximal Γ_0 sehr genau messen. Eine zweckmäßige Ausführungsform, ebenfalls für den Gebrauch im Tubusschlitz konstruiert, zeigt Fig. 272. Das Azimut des Plättchens ist auf 0,1° abzulesen. Es genügt im allgemeinen die Anwendung weißen Lichtes.

Das zu messende Objekt wird in die Diagonalstellung gebracht, dann der Kompensator eingeschoben und seine Trommel gedreht, bis Kompensation eintritt. Diese Stellung wird abgelesen. Hierauf entfernt man das Präparat; das Gesichtsfeld erscheint nun aufgehellt; man dreht den Kompensator langsam weiter, bis wieder Auslöschung eintritt; auch diese Stellung der Trommel wird vermerkt. Die Differenz der Ablesungen sei η. Ist $\eta > 45^0$, so nimmt man den Komplementwinkel. Der Zusammenhang zwischen η und Γ ist:

$$\Gamma = \Gamma_0 \sin 2\eta \tag{19}$$

	0°	5°	10°	15°	20°	25°	30°	35°	40°	45°	
Γ:	0	0,174	0,342	0,500	0,643	0,766	0,866	0,940	0,985	1	$\times \Gamma_0$

Der Eichwert Γ_0 kann mit jedem andern Kompensator bestimmt werden; er wird zumeist dem Kompensator gleich beigegeben. Tritt beim Drehen des Kompensators und eingeschaltetem Objekt in keiner Stellung völlige Verdunkelung ein, so ist der Gangunterschied in der Platte bereits größer als der im Kompensator, so daß er für den Fall mit dieser Einrichtung nicht gemessen werden kann.

Relative Dispersion der Doppelbrechung. — Mißt man die Gangunterschiede für drei Lichtarten, am besten entsprechend den Fraunhofer'schen Linien C, D, F und berechnet aus ihnen

$$N = \frac{\Gamma_D}{\Gamma_F - \Gamma_C} \tag{20}$$

so erweist sich N als eine diagnostisch sehr brauchbare Größe. Man nennt sie den „Kehrwert der relativen Dispersion" der Doppelbrechung. Dieser kann alle Werte zwischen $-\infty$ und $+\infty$ annehmen. Ist N negativ, so bezeichnet man die Interferenzfarben als unternormal, ist es positiv, als übernormal. Die Interferenzfarben in der Nachbarschaft von $N = 0$ heißen anormal. Diese Bezeichnungen .sind hergeleitet aus der Abweichung der Farbfolge, welche ein Keil der betreffenden Substanz zwischen gekreuzten Nicols gegenüber der Newton'schen Farbskala (Tab. 4, S. 120) zeigt; deren „normale" Farben werden nur dann beobachtet, wenn der absolute Betrag von N groß ist. Zum Beispiel zeigen Gips (senkrecht zur ersten Mittellinie $N = 45$, senkrecht zur zweiten $N = 30{,}5$) und Quarz ($N = 33{,}7$) schon eine weitgehende Übereinstimmung mit der Newton'schen Skala, andere Mineralien, wie Rutil ($N = 7{,}4$) und Brucit ($N = -7{,}1$) deutliche übernormale bzw. unternormale Farben. Ein Vorzug dieser Methode ist, daß man die Dicke des Schliffes nicht zu kennen braucht.

Zu beachten ist, daß N von der Orientierung der Platte gegen die Hauptachsen der Indikatrix abhängt. Um einen der drei Hauptwerte zu erhalten, muß die Schliffnormale wenigstens angenähert in Richtung einer der drei optischen Symmetrieachsen fallen. Ob das der Fall ist, kann man aus dem konoskopischen Interferenzbild ermitteln oder auch mit Hilfe des Universaldrehtisches: Wenn die Schliffnormale eine optische Symmetrieachse ist, bleiben die Auslöschungen bei Neigung um A_4 erhalten.

Der Universaldrehtisch bietet aber auch in den Fällen, wo die Schliffnormale nicht mit einer optischen Symmetrieachse zusammenfällt, die Möglichkeit, wenigstens eine optische Symmetrieachse in die Beobachtungsrichtung einzustellen und dann den Gangunterschied zu

messen. Man findet auf diese Weise den Gangunterschied entsprechend einer, oft zweier Hauptdoppelbrechungsrichtungen im Kristall. Bei ihrer Berechnung ist zu berücksichtigen (Fig. 273), daß, wenn ζ den Winkel zwischen der Schliffnormale $\mathfrak{n}$ und der in die Beobachtungsrichtung eingestellten optischen Symmetrieachse n_x bedeutet, der gemessene Gangunterschied Γ wegen der Neigung ζ des Schliffes reduziert werden muß: $\Gamma = \Gamma_x \cos \zeta$. Wie man allgemein eine optische Symmetrieachse findet und sie in die Beobachtungsrichtung einstellt, wird in Abschnitt 6b erläutert werden.

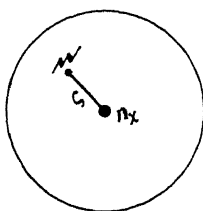



Fig. 273. Reduktion eines in Richtung der optischen Symmetrieachse n_x gemessenen Gangunterschiedes Γ_x auf die Dicke in Richtung der Schliffnormale $\mathfrak{n}$. $\sphericalangle(n_x, \mathfrak{n}) = \zeta$; $\Gamma = \Gamma_x \cos \zeta$.

Stärke der Doppelbrechung. Aus dem gemessenen bzw. reduzierten Gangunterschied ergibt sich die Doppelbrechung in Richtung der Schliffnormale

$$|n_1 - n_2| = \frac{\Gamma}{l} \qquad 21)$$

Man muß hierzu auch die Schliffdicke l kennen. Methoden zu ihrer Messung sind im nächsten Abschnitt 5 behandelt.

5. Dickenmessungen.

An isolierten Kristallen mißt man die Dicke l am besten mit einem Tiefentaster oder Sphärometer. An sehr dünnen Einzelkristallen sowie im eingelegten Dünnschliff läßt sich die Dicke auch mit dem Mikroskop bestimmen, wenn dessen Tubusfeinbewegung eine Meßtrommel hat. Man beobachtet dann am besten einen den Schliff schräg durchsetzenden Riß oder eine schräg durchlaufende Spaltfläche oder Kristallfläche und

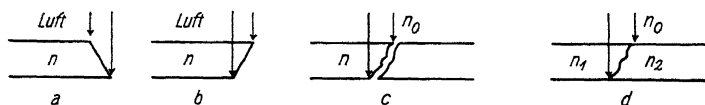



Fig. 274. Dickenmessungen mit dem Mikroskop. Δh: Tubusverschiebung.
a) Einzelkristall in Luft: $l = \Delta h$. b) Einzelkristall in Luft: $l = n \cdot \Delta h$. c) Dünnschliff in Canadabalsam mit Riß oder Spaltfläche: $l = \frac{n}{n} \cdot \Delta h$. d) Zwei aneinandergrenzende Individuen in Canadabalsam: $l = \frac{n_1}{-} \cdot \Delta h$.

fokusiert das Mikroskop einmal auf die Schnittlinie dieser Fläche mit der Oberseite des Schliffes und dann auf die Schnittlinie mit der Unterseite. Die Differenz beider Tubuseinstellungen (Ablesung an der Meß-

trommel) ergibt die Schliffdicke, und zwar unmittelbar, wenn die beiden Fokusierungen in demselben Medium erfolgt sind (Fig. 274a), und durch Multiplikation der Tubusverschiebung mit $\frac{n}{n_0}$, wenn die beiden Einstellungen in verschiedenen Medien erfolgen (Fig. 274b, c, d). Hierbei ist n der Brechungsindex des Kristalls, n_0 der des Einbettungsmediums. Den Wert $\frac{n}{n_0}$ braucht man nur angenähert zu kennen, eine Dezimale genügt.

Folgendes ist bei Dickenmessungen noch besonders zu beachten:

Der Fokusierungsfehler darf numerisch nicht größer werden als die zu messende Dicke, er muß sogar erheblich kleiner bleiben als diese. Bezeichnen wir den doppelten maximalen Fokusierungsfehler als Fokusierungsbreite T, so gilt für diese bei voll erleuchteter Objektivapertur dieselbe Formel wie für die Fokustiefe (S. 105), also

$$22)\qquad T = \frac{n\lambda}{2\,A^2} + \frac{0{,}34n}{A\,V} + \left(\frac{250}{V}\right)^2 n\left(\frac{1}{S_2} - \frac{1}{S_1}\right)$$

Nur ist hierin für n bei Benutzung eines Trockensystems immer der Zahlenwert 1, bei Benutzung eines Immersionssystems immer der Brechungsindex der Immersionsflüssigkeit einzusetzen, gleichgültig, welches auch der Brechungsindex des Objektes ist. Über die Bedeutung der übrigen Größen siehe S. 105. λ sowie S_1 und S_2 sind in mm auszudrücken. Das erste Glied stellt den Einfluß der Wellennatur des Lichtes dar, das zweite Glied den Einfluß der Netzhautstruktur, das dritte Glied den Einfluß der Akkommodation. Man erkennt aus der Formel: Wenn man T möglichst klein, also die Fokusierungsgenauigkeit möglichst groß halten will, muß man Objektive hoher numerischer Apertur und hohe Gesamtvergrößerungen (also insbesondere starke Okulare) verwenden. Es ist zu fordern, daß der tote Gang und die Nachwirkung der Mikrometerschraube erheblich unter $\frac{1}{2}\,T$ liegen. Man prüft dies, indem man mit einem längere Zeit gut austemperierten Mikroskop nacheinander etwa zehnmal dieselbe Stelle im Präparat fokusiert und das Mittel aus den 10 Ablesungen bildet; die durchschnittliche Abweichung der Einzelablesungen gegen den Mittelwert muß dann kleiner bleiben als $\frac{1}{2}\,T$. Andernfalls besitzt entweder die Feinbewegung des Tubus merklichen toten Gang bzw. elastische Nachwirkung in einem Betrage, der die theoretische Einstellgenauigkeit bereits deutlich herabsetzt, oder das Objektiv ist ungenügend korrigiert.

Beispiel einer Prüfung der Tubusfeinbewegung durch Messung der Fokusierungsgenauigkeit.

Ablesungen von 10 Fokusierungen ($n = 1$; $A = 0{,}85$; $V = 840$)	Differenzen gegen den Mittelwert
41,0	+ 0,3
40,5	— 0,2
40,8	+ 0,1
40,6	— 0,1
40,4	— 0,3
40,5	— 0,2
40,8	+ 0,1
40,9	+ 0,2
40,6	— 0,1
40,6	— 0,1
Mittelwert: 40,7	durchschn. Abweichung: 0,17 Teilstr. d. Meßtrommel.

Unter der Annahme $S_1 = \infty$, $S_2 = 250$ mm, $\lambda = 0{,}00055$ mm liefert Formel 22):

$$T = 0{,}00038 + 0{,}00048 + 0{,}00036 = 0{,}00122 \text{ mm} = 1{,}22\ \mu$$

Dagegen ist die durchschnittliche Abweichung einer Fokusierung gegen den Mittelwert bei einem Mikrometerwert von 2 μ eines Intervalls der Meßtrommel nach der obigen Versuchsreihe: $0{,}17 \cdot 2 = 0{,}34\ \mu$. Sie ist also erheblich kleiner als $\frac{1}{2}$ T. Daher kann in diesem Falle der tote Gang der Mikrometerschraube nur verschwindend klein sein, und der Korrektionszustand des Objektivs ist ebenfalls einwandfrei.

Die Angabe des Mikrometerwertes der Feinbewegung auf dem Stativ genügt im allgemeinen den zu stellenden Anforderungen, wenn man die Mikrometerschraube immer möglichst in ihrem mittleren Teil, nicht in der Nachbarschaft der Anschläge benutzt.

Eine oft sehr brauchbare Methode der Dickenmessung besteht darin, in der unmittelbaren Nachbarschaft der interessierenden Stelle im Dünnschliff ein Mineral von bekannter Doppelbrechung und annähernd senkrechter Schnittlage zu einer optischen Symmetrieachse zu finden. Man mißt dann zunächst den Gangunterschied dieses bekannten Minerals und findet daraus und aus der bekannten Doppelbrechung des Minerals seine Dicke:

$$l = \frac{\Gamma}{|n_1 - n_2|} \qquad 23)$$

Oft bietet sich dafür im Schliff ein annähernd parallel der optischen Achse getroffenes Quarzkorn dar. Seine Dicke kann dann als Näherungswert für die Berechnung der Doppelbrechung anderer Mineralien in demselben Dünnschliff zugrunde gelegt werden.

6. Messung des Winkels der optischen Achsen.

a) Mit dem Apertometer.

Wenn im konoskopischen Interferenzbild die Spuren beider Achsen austreten, so ist die Messung des Winkels der optischen Achsen einfach. Man benötigt hierzu ein Okularnetzmikrometer und ein Apertometer. Das erstere (Fig. 275) besteht aus einer auf Glas geritzten Netz-

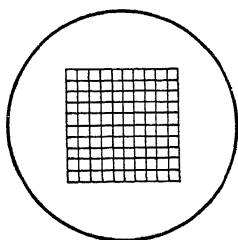



Fig. 275. Okularnetzmikrometer.

Fig. 276. Apertometer nach C. Metz für Trocken- und Immersionssysteme.

teilung, welche in ein Okular ohne Fadenkreuz, aber mit verschiebbarer Augenlinse, eingelegt werden kann. Die Aperturwerte der Netzkoordinaten werden mittels eines Apertometers geeicht. Sehr zweckmäßig dafür ist das Apertometer nach C. Metz für Trocken- und Immersionssysteme (Fig. 276). Es wird auf dem Mikroskoptisch aufgesetzt, seine mattierte Vorderseite gut beleuchtet und das Mikroskop auf die Einstellöffnung des Apertometers mittels des Objektivs, dessen Apertureichung vorgenommen werden soll, fokusiert (ohne Bertrand'sche Linse). Bei Immersionssystemen wird der Zwischenraum zwischen Apertometer und Objektiv mit einem Tropfen Immersionsflüssigkeit ausgefüllt. Zur Erleichterung der Fokusierung auf die Einstellöffnung des Apertometers dient eine

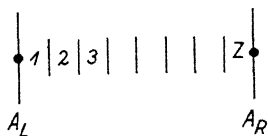



Fig. 277. Eichung des Aperturwertes der Koordinateneinheit des Netzmikrometers

$$\overline{A} = \frac{1}{z}\left\{A_{\text{links}} + A_{\text{rechts}}\right\}$$

A_{links} und A_{rechts} sind die Ablesungen am Apertometer.

in dieser angebrachte Kreuzmarke. Ist die Fokusierung des Mikroskops auf diese Kreuzmarke vollzogen, so schaltet man die Bertrand'sche Hilfs-

linse ein; es erscheint dann die Apertometerskala im Gesichtsfelde. Wenn sie undeutlich ist, darf die Scharfstellung nur mittels der Fokusiervorrichtung der Bertrand'schen Hilfslinse erfolgen, aber die Einstellung des Objektivs auf die Kreuzmarke des Apertometers nicht verändert werden (Kontrolle: Ausschalten der Bertrand'schen Hilfslinse). An der Apertometerskala kann man sofort die numerische Apertur des Objektivs ablesen. Das Netzmikrometer wird folgendermaßen geeicht (Fig. 277): Entsprechen z Koordinateneinheiten (Quadratseiten des Netzmikrometers) den Aperturablesungen A_{links} und A_{rechts}, so ist der Aperturwert der Koordinateneinheit (der einzelnen Quadratseite)

$$\overline{A} = \frac{A_{\text{links}} + A_{\text{rechts}}}{z} \qquad 24)$$

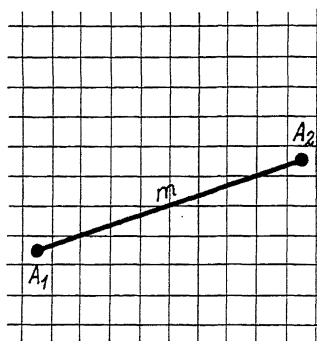



Fig. 278. Bestimmung der num. Apertur des Winkels der optischen Achsen. A_1, A_2: Lage der optischen Achsen im Netzmikrometer. Länge der Strecke $A_1\,A_2$ gleich m Koordinateneinheiten des Netzmikrometers

$$\text{num}\,A_{2V} = m\,\overline{A}$$

$$\sin 2\,V = \frac{m\,\overline{A}}{\overline{n}}$$

$\overline{A}$: Eichwert aus Fig. 277. $\overline{n}$: mittlererBrechungsindex des Kristalls.

Man legt nun an Stelle des Apertometers den Kristall auf den Objekttisch und stellt unter Benutzung desselben Objektivs das konoskopische Interferenzbild bei irgend einem Azimut ein. In ein Schema der Netzteilung wird die Lage der optischen Achsen eingezeichnet, wie man sie im Mikroskop sieht (Fig. 278). Die Länge der Verbindungslinie der optischen Achsen gibt dann die numerische Apertur des Winkels der optischen Achsen an. Man braucht also im Schema nur den Abstand der Spuren der optischen Achsen in Längeneinheiten der Quadratseiten auszudrücken. Ist $(A_1 A_2)$ äquivalent m Quadratseiten, so ist die numerische Apertur des Winkels der optischen Achsen:

$$25) \qquad \text{num}\,A_{2V} = m\,\overline{A}$$

Diese numerische Apertur ergibt sich richtig, gleichgültig, ob das Objektiv ein Trockensystem oder ein Immersionssystem war. Der wahre Winkel der optischen Achsen ist dann sehr angenähert zu berechnen aus

$$26) \qquad \sin 2\,V = \frac{\text{num}\,A_{2V}}{\overline{n}}$$

wo $\overline{n}$ ein mittlerer Lichtbrechungsindex des Kristalles ist.

Wenn die Spuren der optischen Achsen im konoskopischen Interferenzbild nicht deutlich erkennbar sind, kann man ihre genaue Lage durch folgenden Kunstgriff finden: Man zeichnet in das Schema der Netzteilung die Lage der dunklen Isogyren ein, dreht dann die Kristallplatte in ihrer Ebene um einen beliebigen Winkel, so daß die Isogyren ihre Lage stark verändert haben. Man legt nun auf das Schema der Netzteilung ein Stück Pauspapier und zeichnet auf dieses die neue Lage der Isogyren ein. Dreht man nun das Papier um denselben Winkel, um welchen man zuvor die Kristallplatte gedreht hatte, zurück, so geben die Kreuzungsstellen je zweier Isogyren im Schema und auf dem Pauspapier die Spuren der optischen Achsen. Man markiert sie mit einem Nadelstich und mißt ihren Abstand wie oben aus.

Ist im konoskopischen Interferenzbild der Austritt nur einer Achse erkennbar, so ist es zwar möglich, auch dann noch den Winkel der optischen Achsen wenigstens angenähert zu bestimmen, jedoch sind die Verfahren kompliziert. Im übrigen führt die Messung des Winkels der optischen Achsen mittels des Universaldrehtisches stets zum Ziele, auch wenn die Spur keiner Achse im Interferenzbilde sichtbar ist, und zwar gibt es dabei vier voneinander unabhängige Methoden. Es sollen davon hier zwei eingehender behandelt und die beiden anderen nur kurz erwähnt werden.

b) Mit dem Universaldrehtisch.

Das klassische Universaldrehtisch-Verfahren (E. v. Fedorow). — Hinsichtlich der Grundlagen für den Gebrauch des Universaldrehtisches beachte man die Ausführungen S. 140. Das Prinzip des Verfahrens von E. v. Fedorow ist, die Lage der drei optischen Symmetrieebenen gegen die Schliffnormale zu finden.

Die Technik für das Finden der ersten optischen Symmetrieebene ist folgende: Wenn alle Achsen A_1 bis A_5 in der Ausgangsstellung stehen (vgl. S. 144), so dreht man um A_1 bis zur Auslöschung. Dann ist durch Neigungen um A_4 zu prüfen, ob diese Auslöschung erhalten bleibt. Nachdem A_4 wieder in die Ausgangsstellung gebracht ist, dreht man um A_1 bis zur zweiten Auslöschung und prüft diese ebenfalls durch Neigung um A_4. Wir wollen für das Weitere den allgemeinen Fall annehmen, daß keine der beiden Auslöschungen bei Neigung um A_4 verbleibt, der Schliff also schief gegen das optische Symmetrieachsensystem der Indikatrix getroffen ist. Nachdem der Index der Achse A_4 wieder auf Null gestellt ist, orientiert man diejenige Schwingungsrichtung parallel zum vertikalen Okularfaden, die bei der Kippung um A_4 die geringere Aufhellung gezeigt hatte. Läßt sich das nicht recht entscheiden, so ist es gleich, welche Auslöschungsstellung man für das Weitere wählt. Man neigt um A_4 bis

zur deutlichen Aufhellung und kippt hierauf um A_2, bis wieder Auslöschung eintritt; dann bringt man den Index der Achse A_4 in die Stellung Null. Die hierdurch erfolgte Aufhellung wird durch Drehung um die Achse A_1 (bei gekippter Achse A_2) kompensiert, hierauf durch Drehung um A_4 der Schliff wieder aufgehellt, die Aufhellung durch Kippung um A_2 wiederum kompensiert, dann der Index der Achse A_4 auf Null gestellt usf., bis schließlich beim Drehen um die Achse A_4 die Auslöschung erhalten bleibt. Dann hat man eine Symmetrieebene gefunden. Ihre Koordinaten werden an den Meßkreisen zu A_1 und A_2 abgelesen (α_1 und α_2). Bei der α_2-Koordinate muß angemerkt werden, ob die Ablesung am linken oder rechten Meßbügel erfolgte (α_2^{links} oder α_2^{rechts}). Im übrigen ist bei diesem Suchen nach den Symmetrieebenen zu beachten, was schon früher über die förderliche Beobachtungsapertur gesagt ist (S. 148).

Nach der Ablesung der Koordinaten α_1 und α_2 bestimmt man sogleich den Charakter der zur gefundenen Symmetrieebene senkrecht liegenden Symmetrieachse; wenn die Meßkreise zu A_1 und A_2 auf α_1 und α_2 einstehen, liegt sie parallel zu A_4. Man braucht also nur um A_1 um 45^0 zu drehen, um die Achse A_4 und damit auch die optische Symmetrieachse in Diagonalstellung zu den Schwingungsrichtungen der Nicols zu bringen. In dieser Stellung kippt man um A_4 nach beiden Seiten ausgiebig und beobachtet, ob bei irgendeiner Zwischenlage Verdunkelung eintritt. Da die optische Symmetrieachse in Diagonalstellung liegt, muß der Schliff bei jeder Kippung um A_4 hell bleiben. Treten trotzdem in gewissen Stellungen Verdunkelungen ein, so kann dies nur dadurch bedingt sein, daß dann eine optische Achse durch die Beobachtungsrichtung wandert. Die gefundene Symmetrieebene ist in diesem Falle die Ebene der optischen Achsen, und die dazu senkrechte Symmetrieachse hat also den Charakter n_β. In diesen Fällen notiert man die Stellung bzw. die beiden Stellungen des Meßkreises zur Achse A_4, bei welchen Verdunkelung eintritt, als Koordinaten α_4 der optischen Achsen. Unter Umständen kann die gefundene Symmetrieebene zwar Ebene der optischen Achsen sein, die Achsen selbst aber können so stark geneigt gegen die Schliffnormale liegen, daß ihre Einstellung in die Beobachtungsrichtung nicht möglich ist. Die Symmetrieebene ist in solchen Fällen dann wenigstens dadurch als Ebene der optischen Achsen erkennbar, daß bei starken Neigungen um A_4 nach der einen oder anderen Seite hin die Interferenzfarben stärker fallen. Treten diese Anzeichen nicht ein, so hat man es nicht mit der Ebene der optischen Achsen zu tun und muß nun den Charakter der zur gefundenen optischen Symmetrieebene senkrechten Symmetrieachse mit dem Gipsplättchen oder einem anderen Kompensator bestimmen.

Die Ergebnisse der bisherigen Beobachtungen stellt man in einer stereographischen Projektion mit Hilfe des Wulff'schen Netzes dar. Eine dafür sehr zweckmäßige Einrichtung ist in Fig. 38 wiedergegeben. Es lassen sich auf den Rahmen, der die Grundplatte mit dem Netz deckt, Pausblätter aufstecken, die mit dem Rahmen gegen das Netz gedreht werden können. Man beziffert ein für allemal das Netz, vom Südpol mit Null beginnend, im Sinne des Uhrzeigers umlaufend von 10° zu 10°. Der Nordpol erhält also die Bezifferung 180°, links 90°, rechts 270°. Nach Befestigung des Pauspapiers wird auf ihm längs der Berandung des Netzes an beliebiger Stelle ein Nullindex eingezeichnet. Man stellt diesen Index (Fig. 279) auf den bei der Messung gefundenen Wert α_1 der Grundkreisbezifferung des Netzes ein und zählt von dessen Zentrum aus auf dem Äquator α_2 nach links, falls die gefundene Koordinate am linken, nach rechts, wenn sie am rechten Meßbügel abgelesen war. Durch den so gefundenen Punkt am Äquator des Netzes zieht man den durch die Pole 0° und 180° gehenden Meridian. Er stellt die Projektion der gefundenen Symmetrieebene dar. Derjenige Punkt, welcher 90° von diesem Meridian auf dem Äquator entfernt liegt, ist die Projektion der optischen Symmetrieachse, deren Charakter man bestimmte, und den man nunmehr gleichfalls einträgt. Hat man in der optischen Symmetrieebene eine oder beide optischen Achsen gefunden, so werden deren Koordinaten α_4 gleichfalls in die Projektion eingetragen, und zwar auf dem Meridian, welcher die gefundene Symmetrieebene darstellt. Dabei beginnt man vom Schnittpunkt des Meridians mit dem Äquator zu zählen, und zwar nach unten mit 0° anfangend bis 90°, nach oben mit 360° anfangend bis 270°.

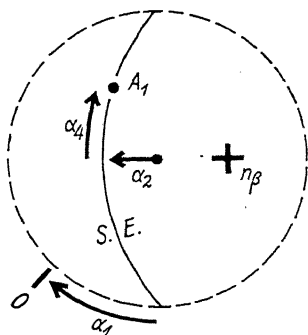



Fig. 279. Eintragung der Koordinaten α_1, α_2, α_4 einer optischen Symmetrieebene S.E. und einer optischen Achse A_1 in die stereographische Projektion. n_β ist der Pol zu S.E.

Vorausgesetzt bei dieser Übertragung der gemessenen Koordinaten in das Netz ist, daß der Brechungsindex des oberen Segmentes von dem des Kristalls nicht sehr verschieden ist. Andernfalls korrigiert man die gefundenen Neigungswinkel α_2 und α_4 nach dem Brechungsgesetz:

27) $$n_K \sin \alpha_K = n_S \sin \alpha_S$$

Der Index $_K$ bezieht sich auf den Kristall, der Index $_S$ auf das Segment; α_S ist die abgelesene Koordinate α_2 bezw. α_4.

Zwecks Auffindung der zweiten Symmetrieebene dreht man das Pausblatt auf dem Netz so, daß der Meridian, welcher die bereits gefundene Symmetrieebene darstellt, seine konvexe Seite dem Südpol (Bezifferung 0°) zukehrt (Fig. 280) und durch die Grundkreisbezifferungen 90° und 270° hindurchgeht. Die zweite noch unbekannte Symmetrieebene muß dann durch die auf dem Pausblatt bereits vermerkte Symmetrieachse (den Pol der ersten Symmetrieebene) verlaufen und zugleich auf der ersten Symmetrieebene senkrecht stehen. Sie wird also etwa die in den Fig. 280a oder b durch Strichelung bezeichnete Lage einnehmen können. Man sieht sofort aus diesen Figuren, was zu tun

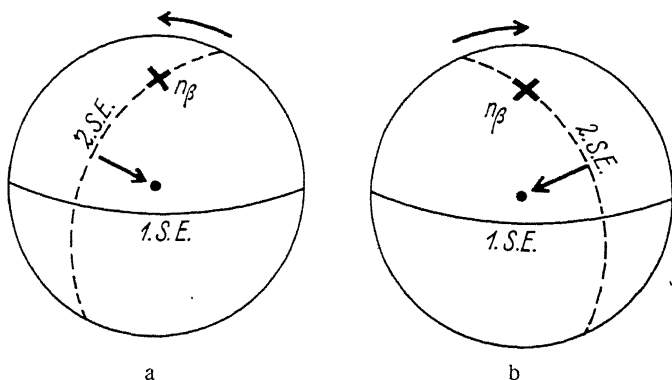



Fig. 280. Finden einer zweiten Symmetrieebene:
a) ⌒ = Drehung um A_1, → = Neigung um A_2.
b) ⌒ = Drehung um A_1, ← = Neigung um A_2.

ist, um die zweite Symmetrieebene parallel zum vertikalen Okularfaden einzustellen. Die Pfeile deuten die erforderlichen Operationen an; der äußere von ihnen zeigt die erforderliche Drehung um die Achse A_1, der innere die nötige Kippung um die Achse A_2; die Stellung des Nullindex gibt die Ausgangslage der Achse A_1 an. Man bringt also alle Achsen des Drehtisches in ihre Ausgangsstellungen, nur den Index der Achse A_1 stellt man auf den am Pausblatt abgelesenen Wert ein. Dann neigt man mäßig um die Achse A_4 und sucht in dieser Stellung durch Kippung um die Achse A_2 Auslöschung zu erreichen, und zwar versucht man nacheinander diese Kippung um die Achse A_2 nach links sowie nach rechts und wählt schließlich diejenige, welche bei kleinerer Kippung Auslöschung herbeiführt. In dieser Auslöschungsstellung führt man den Meßkreis der Achse A_4 auf den Nullindex zurück. Die etwa dabei eintretende Aufhellung wird durch vorsichtiges Drehen um die Achse A_1

wieder beseitigt. Der Sinn der hierfür erforderlichen Drehung folgt aus den Pfeilrichtungen der Fig. 280, also immer entgegengesetzt zu dem Drehungssinn der Kippung um die Achse A_2. Dann neigt man wieder um A_4 und korrigiert die Auslöschung nochmals durch geringes Kippen um A_2 usf., dabei immer abwechselnd zur Korrektion der Aufhellungen, die bei Neigungen um A_4 auftreten, Kippungen um A_2 und Drehungen um A_1 benutzend, bis beim Neigen um die Achse A_4 schließlich die Auslöschung erhalten bleibt. Dann werden die Koordinaten der zweiten Symmetrieebene α_1 und α_2 an den zu A_1 und A_2 gehörigen Meßkreisen abgelesen und diese auf dem gleichen Wege, wie es für die erste Symmetrieebene geschah, in das stereographische Netz eingetragen (Fig. 281). Schließlich wird die gefundene Symmetrieebene durch Drehung um die Achse A_5 um 45° diagonal zu den Schwingungsrichtungen der Nicols gerichtet und untersucht, ob bei Kippung um die Achse A_1 optische Achsen in der Symmetrieebene enthalten sind, eventuell deren Koordinaten α_4 bestimmt und ebenfalls auf das Pauspapier eingetragen. Andernfalls stellt man mit einem Kompensator den Charakter der zur gefundenen Symmetrieebene senkrechten Symmetrieachse fest.

Fig. 281. Eintragung der zweiten und dritten Symmetrieebene und des Charakters der zweiten und dritten Symmetrieachse.
Ablesung von $2\,V$ bzw. $V = (n_\gamma A_1)$ und des absoluten Charakters der Doppelbrechung:
$+$, wenn $(n_\gamma A_1) < 45°$,
$-$, wenn $(n_\gamma A_1) > 45°$ ist.

Der Schnittpunkt der beiden Symmetrieebenen auf dem Pausblatt ist die Projektion der dritten Symmetrieachse, deren Charakter nicht mehr zweifelhaft ist, nachdem der der beiden anderen bestimmt wurde. Die Projektion der dritten Symmetrieebene kann man nun gleichfalls in das Pausblatt eintragen. Man dreht es so, daß die beiden zuerst gefundenen Symmetrieachsen auf einen und denselben Meridian des Netzes zu liegen kommen, und zeichnet diesen Meridian ein (Fig. 281). Er ist die Projektion der dritten Symmetrieebene.

Wenn beide optischen Achsen gefunden sind, kann man aus der stereographischen Projektion ohne weiteres den wahren Winkel der optischen Achsen ablesen und den Charakter der Doppelbrechung des Kristalls angeben. Wenn nur eine optische Achse gefunden wurde, liest man aus der stereographischen Projektion direkt den halben Winkel der optischen Achsen und ebenfalls den Charakter der Doppelbrechung

des Kristalls ab (Fig. 281). Falls von keiner optischen Achse die Koordinaten ermittelt werden konnten, so kann man zunächst nur den Charakter der Doppelbrechung des Kristalls angeben, z. B. für Fig. 282 negativ, da die optischen Achsen nahe bei n_α liegen müssen, denn in der Nähe von n_γ hätten sie sich nicht der Beobachtung entziehen können. Zur Bestimmung des Winkels der optischen Achsen in solchen Fällen muß man dann entweder einen anderen Kristalldurchschnitt aufsuchen, der günstiger gegen die Indikatrix liegt, oder man begeht einen der folgenden Wege:

Wenn die stereographische Projektion der gefundenen Symmetrieebenen ergibt, daß sich die Richtungen zweier optischer Symmetrieachsen ohne allzu große Neigungen des Universaldrehtisches in die Beobachtungsrichtung einstellen lassen (Fig. 282), so führt die Messung der Gangunterschiede in Richtung dieser beiden Symmetrieachsen zu einer sehr genauen Bestimmung des wahren Winkels $2V$ der optischen Achsen. Man dreht das Pausblatt, bis eine der Symmetrieachsen auf den Äquator des Projektionsnetzes fällt. Dann liest man ihre Koordinaten ab: Am Index des Pausblattes α_1 und vom Zentrum des Netzes längs des Äquators abzählend α_2, wobei wieder bei letzterer Koordinate links oder rechts angemerkt werden muß. Auf diese beiden Koordinaten α_1 und α_2 stellt man die zu den Drehachsen A_1 und A_2 gehörigen Meßkreise des Universaldrehtisches ein. Wenn dann der Meßkreis der Achse A_4 auf Null steht, liegt die betreffende optische Symmetrieachse in der Beobachtungsrichtung. Man dreht um A_5 bis zur maximalen Aufhellung (Diagonalstellung) und mißt mit einem Kompensator den Gangunterschied Γ. Durch Multiplikation mit $\cos \alpha_2$ wird dieser Gangunterschied auf die Schliffdicke in Richtung der Schliffnormale reduziert:

Fig. 282. Keine optische Achse gefunden. Aus der Lage von n_α weit ab vom Zentrum der Projektion, n_γ nahe dem Zentrum der Projektion ist negativer Charakter der Doppelbrechung (A_1 und A_2 nahe bei n_α) zu erschließen.

$$\Gamma_{\text{red}} = \Gamma \cos \alpha_2 \tag{28}$$

Ebenso verfährt man hinsichtlich der zweiten zugänglichen Symmetrieachse. Aus den reduzierten Gangunterschieden ergibt sich der wahre Winkel der optischen Achsen mittels der Formel:

$$\sin V = \sqrt{\left(\frac{\Gamma n_\gamma}{\Gamma n_\beta}\right)_{red}} \tag{29}$$

Waren die beiden eingestellten Symmetrieachsen nicht gerade n_γ und n_β, sondern ein anderes Paar, so kann man gleichwohl immer Formel 29 anwenden; denn es gilt:

$$(\Gamma n_\gamma)\,\mathrm{red} = (\Gamma n_\beta)\,\mathrm{red} - (\Gamma n_\alpha)\,\mathrm{red} \tag{30}$$

Ergibt sich aus der Formel $V < 45^0$, so ist der Charakter der Doppelbrechung positiv, andernfalls negativ.

Auch in den Fällen, wo nur eine optische Symmetrieachse in die Beobachtungsrichtung einstellbar ist, was auch ungünstigsten Falles immer möglich ist, läßt sich stets der wahre Winkel der optischen Achsen und der Charakter der Doppelbrechung des Kristalles bestimmen, und zwar nach zwei im wesentlichen verschiedenen Methoden, von denen die eine auf der Messung von Auslöschungsrichtungen, die andere auf der von Gangunterschieden beruht. Hinsichtlich der näheren Technik dieser Methoden muß auf das Spezialwerk M. Berek, Mikroskopische Mineralbestimmung mit Hilfe der Universaldrehtisch-Methoden, Berlin 1924, S. 91 u. f. bzw. 114 u. f., verwiesen werden.

Ein Hauptanwendungsgebiet der Universaldrehtisch-Methoden ist die Bestimmung des Chemismus und der Zwillingsbildungen der triklinen Feldspäte. Ausführliches hierüber findet man in dem vorgenannten Werke von M. Berek und bei M. Reinhard, Universaldrehtisch-Methoden, Basel 1931.

7. Messung des optischen Drehungsvermögens.

Eine Drehung der Schwingungsrichtungen zufolge zirkularer Doppelbrechung entzieht sich in Dünnschliffen wegen ihrer geringen Dicke in der Regel der Beobachtung. Die einschlägige Messung kommt daher meist nur für dickere Kristalle in Frage. Man benötigt hierzu einen drehbaren Analysator mit ausgiebigem Meßkreis (Aufsatzanalysator). Wegen der Dispersion des Drehungsvermögens muß einfarbiges Licht angewandt werden. Nach der Kreuzung der Nicols legt man das Präparat auf den Objekttisch und dreht den Analysator, bis wieder Dunkelheit eintritt. Auf diese Weise ist dann entweder die Messung des Drehungswinkels selbst oder seines Supplements vollzogen (Fig. 283). Zur Entscheidung, welcher Winkel und welcher Drehungssinn richtig sind, kann man zwei Wege beschreiten: Bei Messungen an einer zweiten, dünneren Platte gibt der kleinere Winkel den richtigen Drehungssinn; oder man mißt an derselben Platte unter Benutzung einer zweiten Lichtart. Gewöhnlich

nimmt das Drehungsvermögen von Rot nach Blau zu (Fig. 284). Es ist also in der Regel derjenige Drehungssinn der richtige, der ansteigende Winkel von Rot nach Blau ergibt.

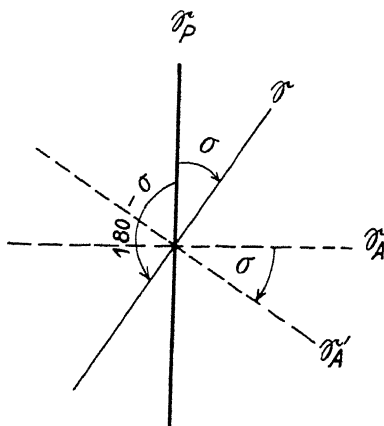



Fig. 283. Messung des optischen Drehungsvermögens. $\mathfrak{S}$: Resultierende Schwingungsrichtung nach Austritt des Lichts aus der optisch aktiven Platte. $\mathfrak{S}'_A$: Stellung des Analysators, um $\mathfrak{S}$ auszulöschen (σ gegen die Nullage). Drehungswinkel der Substanz: rechts σ oder links $180^\circ - \sigma$, also zweideutig.

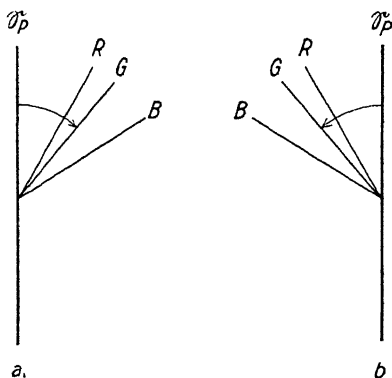



Fig. 284. Dispersion des optischen Drehungsvermögens.
a) Rechtsdrehung; b) Linksdrehung.

Zur Berechnung des Drehungsvermögens ist es nötig, die Plattendicke zu kennen (S. 188). Dividiert man den Drehungswinkel durch die Plattendicke in mm, so erhält man das Drehungsvermögen für 1 mm

Schichtdicke, das sogenannte spezifische Drehungsvermögen. Es beträgt bei Quarz in Richtung der optischen Achse und für Natriumchlorat in jeder Richtung:

Fraunhofer'sche Linie	B	C	D	E	F	G	H
Quarz	15,30°	17,24°	21,67°	27,46°	32,50°	42,20°	50,98°
Natriumchlorat . .	2,27°	2,50°	3,13°	3,94°	4,67°	6,00°	7,17°

Zur genaueren Einstellung der Auslöschungslage bei der Messung des Drehungsvermögens benutzt man zweckmäßigerweise eine der schon früher genannten Halbschattenvorrichtungen (S. 175).

8. Messung der Brechungsindices.

Die Sichtbarmachung eines Objektes (im unpolarisierten Licht) ist nur dann möglich, wenn es in den optischen Konstanten (Brechungsindex, Absorptionskoeffizient) von seiner Umgebung abweicht. Der in ein Wasserbecken gefallene Wassertropfen ist daher nicht mehr gesondert zu beobachten, ebenso nicht ein Stück Glas vom Brechungsindex 1,50 in Benzol, sofern man gelbes Licht (D-Linie) verwendet. Die Umrisse des Glasstückes werden aber sichtbar, wenn auch nur schwach, bei Beleuchtung mit weißem Licht, weil die Dispersion der Brechungsindices im Glas und in Benzol nicht genau die gleiche ist. Dasselbe Objekt wird in Wasser sehr viel deutlicher erkannt, da der Unterschied der Brechungsindices zwischen Glas und Wasser beträchtlich ist. Diese Sichtbarkeit beruht darauf, daß an jeder Grenze, die zwei Medien verschiedener Lichtbrechung scheidet, das Licht gebrochen, reflektiert und gebeugt wird. Ist die Schichtgrenze sehr schmal, so treten die Brechung und Reflexion immer mehr gegenüber der Beugung zurück. Wir begehen also keinen groben Fehler, wenn wir die Sichtbarkeit der Schichtgrenzen als im wesentlichen durch Beugung bedingt annehmen. Ihre Erkennung wird am deutlichsten bei Beleuchtung mit parallelstrahligem Licht, also mit sehr kleiner Beleuchtungsapertur. Die Beugung des Lichtes an der schmalen Grenzschicht zusammen mit der Diffraktion des gebeugten Lichtes an der Öffnungsblende des Objektivs liefert dann im Gesichtsfelde des Mikroskops bei Fokusierung der Grenzschicht eine Interferenzerscheinung, bestehend aus einem Streifensystem von Maximis und Minimis der Intensität. Dieses System ist zu beiden Seiten der Grenzschicht sichtbar. Aber in dem Maße, wie das einfallende Licht aufhört, parallelstrahlig zu sein, d. h. bei Vergrößerung der Beleuchtungsapertur, schwinden die äußeren Maxima immer mehr; bald bleibt nur ein einzelnes, helles Maximum (die sogenannte Becke'sche „Lichtlinie") erkennbar, und bei voller Beleuchtungsapertur verschwindet auch dieses.

Ganz grob orientiert über die relative Höhe der Lichtbrechung (nämlich relativ zu der des umgebenden Mediums) die Beobachtung des sogenannten Reliefs. Die Politur der Anschliffläche ist nie eine vollkommene. Bei eingeengter Beleuchtung und mit Objektiven höherer Apertur sieht man die Oberflächenbeschaffenheit der Anschliffläche gut, wenn der Kristall einen merklich anderen (höheren oder niederen) Brechungsindex hat als das Einbettungsmedium (Canadabalsam, $n = 1{,}54$, Fig. 285).

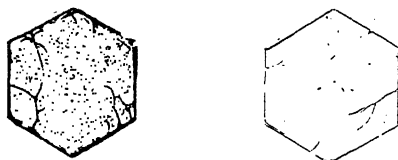



Fig. 285. Abschätzung der Höhe der Lichtbrechung aus dem Relief. a) Lichtbrechung des Minerals höher als die des Einbettungsmediums. b) Lichtbrechung des Minerals annähernd gleich der des Einbettungsmediums.

a) Die Becke'sche und die Schröder van der Kolk'sche Methode.

Wenn man nicht die zur Mikroskopachse senkrechte Anschliffläche, sondern Schichtgrenzen, die zur Mikroskopachse am besten möglichst wenig geneigt sind, beobachtet, gelangt man zu weit bestimmteren Aus-

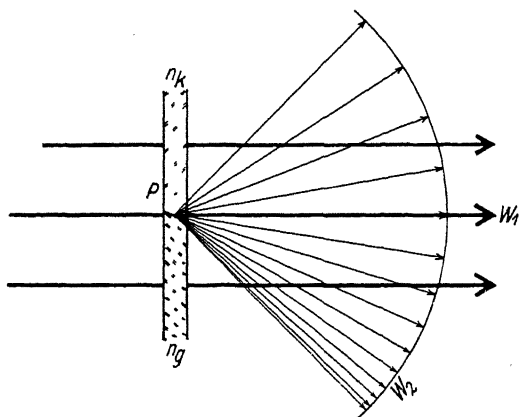



Fig. 286. Beugung des Lichts an der Schichtgrenze P zweier Medien mit den Brechungsindices n_g und n_k, wobei $n_g > n_k$: Ebene Welle W_1 und „inhomogene" Kugelwelle W_2. Letztere auf seiten des Mediums mit dem höheren Brechungsindex n_g intensiver.

sagen über die Höhe der Lichtbrechung als wie mit Hilfe des Reliefs. Zum Verständnis des Methodischen beachten wir folgendes: In Fig. 286 sei bei P innerhalb des Präparats eine Schichtgrenze zwischen zwei Medien mit den Brechungsindices n_g und n_k, wobei $n_g > n_k$ ist. Diese Schichtgrenze sei mit parallelstrahligem Licht in Richtung der Mikroskopachse beleuchtet. Sofern die Brechungsindices n_g und n_k voneinander verschieden sind, entsteht an der Schichtgrenze Beugung; aber die Intensität des gebeugten Lichtes ist nicht in allen Richtungen gleich, sondern nach Seiten des höher brechenden Mediums größer, was in der Fig. 286 durch engere Schraffierung angedeutet ist. Von dem Objekt gehen also zwei Wellen aus, eine ebene Welle W_1, welche die Fortsetzung der einfallenden Welle ist, und ferner, aus dieser Welle in P abgesplittert, eine Kugelwelle W_2, die „inhomogen" ist, weil auf einer um P beschriebenen Kugel (einer Fläche gleicher Phase dieser Welle) die Intensitäten nicht gleich, sondern auf seiten des Mediums mit dem höheren Brechungsindex größer sind als auf der anderen Seite. Beachten wir nun, was aus diesen beiden Wellen beim Durchgang durch das Mikroskopobjektiv wird (Fig. 287a). Aus der ebenen Welle W_1 entsteht eine Kugelwelle, die nach dem hinteren Brennpunkt F_{obj} des Objektivs konvergiert und von dort aus nach der Bildebene im Okular F_{ok} divergiert, also das ganze Gesichtsfeld des Mikroskops, soweit es dessen Okularblende zuläßt, gleichmäßig erleuchtet. Aus der Kugelwelle W_2 wird nach Durchgang durch das Objektiv eine nach dem zu P konjugierten Bildort P' in der Bildebene des Okulars konvergierende Kugelwelle. Jede endlich begrenzte Kugelwelle — die endliche Begrenzung (Diffraktion; diffrangere = durchbrechen) erfolgt durch die Apertur des Objektivs — zeigt nun in der Nachbarschaft der Konvergenzstelle der Welle Interferenzerscheinungen. Es treten also solche auch für die Welle W_1 in der Nachbarschaft von F_{obj} auf; uns interessieren aber nur die in der Bildebene des Okulars sichtbaren Interferenzerscheinungen der Welle W_2. Sie sind nichts anderes als das eingangs erwähnte Lichtstreifensystem, im Grenzfalle die Becke'sche Lichtlinie. Die Grenze P zwischen den beiden Medien wird im wesentlichen nur durch dieses Interferenzstreifensystem abgebildet. Es stellt also das eigentliche Bild von P dar.

Ist das Mikroskop genau auf P fokusiert, so fällt das Hauptmaximum des Streifensystems (nämlich die Lichtlinie) im Bilde gesehen auf die Grenze P (Fig. 287a). Wird aber der Tubus mittels der Triebbewegung etwas gehoben, so liegt die Konvergenzstelle der Kugelwelle W_2 im Tubus tiefer als die Bildebene des Okulars. In letzterer besitzt die abgebeugte Kugelwelle W_2 auf seiten des höher brechenden Mediums höhere Intensität. Deshalb erscheint das Intensitätsmaximum des Interferenzstreifensystems (nämlich die Lichtlinie) nach seiten des Mediums mit

dem höheren Brechungsindex verlagert (Fig. 287b und 288a). Hieraus folgt die leichte Merkregel: Beim Heben des Tubus verlagert sich die Lichtlinie in das höher brechende Medium. Das Gegenteil ergibt sich beim Senken des Tubus (Fig. 287c und 288b).

Betrachtet man nicht eine Grenzschicht zwischen zwei Medien, sondern einen kornartigen Einschluß, so kann man neben der Becke'schen auch die Schröder van der Kolk'sche Methode benutzen. Ist in

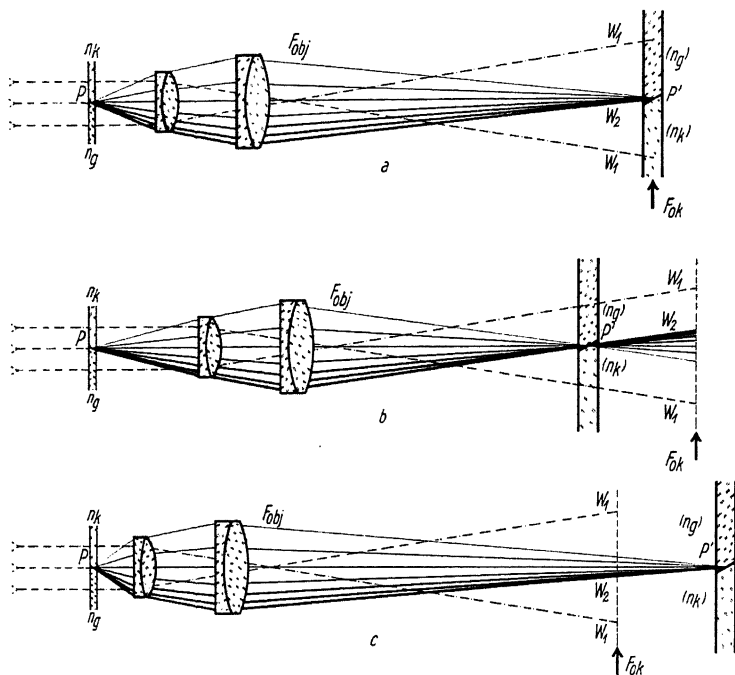



Fig. 287. Erklärung der Becke'schen Methode.

a) Mikroskop auf P fokusiert: Die direkte Welle W_1 (vgl. Fig. 286) erleuchtet das ganze Gesichtsfeld in F_{ok}; die gebeugte Welle W_2 erzeugt in P' ein Interferenzstreifensystem mit einem oft nur allein sichtbaren Maximum (Lichtlinie). Dieses ist das Bild von P.

b) Mikroskop zu hoch eingestellt: Das Bild P' liegt zu tief. In der Fokalebene des Okulars (F_{ok}, Gesichtsfeld) liegt die höhere Intensität der Kugelwelle W_2, scheinbar im Bild des Mediums mit dem höheren Brechungsindex n_g.

c) Mikroskop zu tief eingestellt: Das Bild P' liegt zu hoch. In der Fokalebene des Okulars liegt die höhere Intensität der Kugelwelle W_2 scheinbar im Bild des Mediums mit dem kleineren Brechungsindex n_k.

Folgerung: 3 h-Merkregel: Beim **H**eben des Tubus wandert die **H**elligkeit von der Schichtgrenze scheinbar ins höher brechende Medium.

Fig. 289a zwischen P_1 und P_2 ein solches Korn, dessen Brechungsindex n_g höher ist als der Brechungsindex der Umgebung, so sind die inhomogenen Beugungswellen W_2, die von den Umrandungen ausgehen,

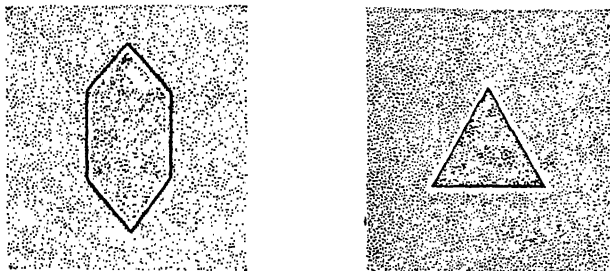



Fig. 288. Becke'sche Lichtlinie bei zu hoher Einstellung: a) Lichtbrechung des Minerals höher als die der Umgebung. b) Lichtbrechung des Minerals niedriger als die der Umgebung.

jedesmal nach seiten des Kornineren an Intensität stärker als nach seiten des umhüllenden Mediums. Führt man über dem Objektiv eine seitliche Blende in den Tubus ein (es genügt, den Tubusanalysator ein

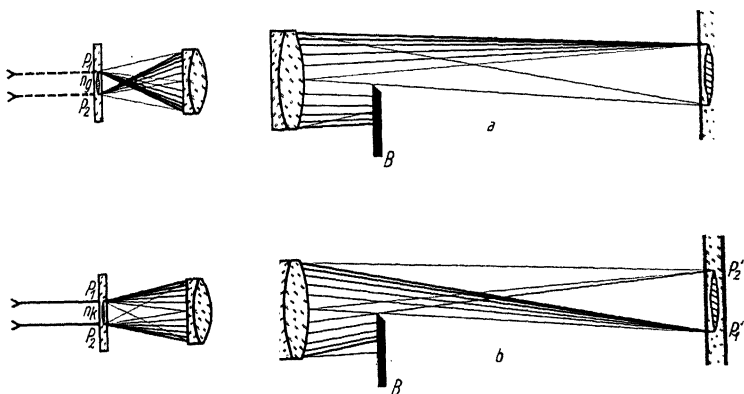



Fig. 289. Erklärung der Schröder van der Kolk'schen Methode: a) Das zwischen P_1 und P_2 liegende Korn hat einen höheren Brechungsindex als die Umgebung. Deshalb sind die von den Korngrenzen ausgehenden Beugungswellen auf seiten des Korninneren intensiver. Eine in den Tubus einseitig eingeschobene Blende B läßt auf der der Blende abgewandten Seite das Bild des Korns heller erscheinen.
b) Das Korn hat einen niederen Brechungsindex als die Umgebung. Die Beugungswellen sind auf seiten der Kornumgebung intensiver. Die einseitige Einführung einer Blende B im Tubus läßt auf seiten dieser Blende das Bild des Kornes heller erscheinen.

wenig einzuschieben, bis seine Fassung im Sehfeld des Mikroskops fast bis an das Korn vignettiert), so werden in der von der Grenze P_1 ausgehenden Kugelwelle die intensitätsmäßig stärkeren Teile, dagegen in der von der Grenze P_2 ausgehenden Kugelwelle nur die intensitätsmäßig schwächeren Teile abgeblendet. Deshalb muß das Bild des Kornes in der Bildebene des Okulars bei P_1', also auf seiten der Blende, wesentlich dunkler erscheinen als bei P_2' im nichtvignettierten Teil des Gesichtsfeldes. Das Umgekehrte ergibt sich, wenn das Korn niedriger brechend ist als die Umgebung (Fig. 289b). Bei dieser Methode bleibt das Korn dauernd fokusiert, und die Merkregel lautet: Beim Einschieben einer seitlichen Blende in den Tubus **über** dem Objektiv ist der Kornrand auf seiten des nichtvignettierten Teiles des Gesichtsfeldes hell, wenn das Korn höher brechend ist als die Umgebung (Fig. 290).

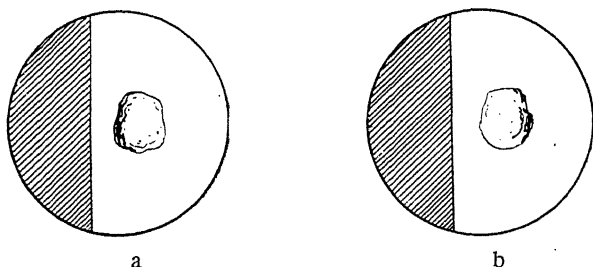



Fig. 290. Einführung einer seitlichen Blende über dem Objektiv. a) Korn höher brechend als die Umgebung. b) Korn niedriger brechend als die Umgebung.

Beide Methoden lassen sich nach obigen Ausführungen auf die gleichen Erscheinungen zurückführen. Sie gestatten, die relative Höhe der Lichtbrechung aneinanderstoßender Medien anzugeben. Unterschiede von $\pm$ 0,001 der Lichtbrechung sind noch erkennbar. Wegen der verschiedenen Dispersion der Brechungsindices verschwinden bei annähernd gleicher Lichtbrechung die kritischen Erscheinungen nicht völlig, sondern es treten Farben auf.

Die Hauptbedeutung dieser beiden Verfahren liegt nicht in der Dünnschliffbeobachtung, sondern in der Untersuchung loser Körner, die man in einem Tropfen Flüssigkeit bekannter Lichtbrechung einbettet, wobei die Flüssigkeit solange variiert wird, bis die besprochenen Kriterien auf Gleichheit der Brechung zwischen Korn und Flüssigkeit schließen lassen (Immersionsmethode). Es gibt verschiedene Sätze nach n progressiv abgestufter Flüssigkeiten, die sich als Immersionen gut eignen. Das Objektiv wird natürlich in diese Flüssigkeiten nicht eingetaucht.

Zweckmäßig legt man mehrere Körner auf den Objektträger und betupft sie mit verschiedenen Flüssigkeiten.

1. Mischungen von Kaliumquecksilberjodid-Lösung mit Wasser. — Der Brechungsindex der Mischung ergibt sich aus dem spezifischen Gewicht, das mit der Westphal'schen Waage leicht bestimmbar ist.

Spez. Gew.	n	Spez. Gew.	n	Spez. Gew.	n
3,2	1,73	2,5	1,60	1,9	1,49
3,0	1,70	2,4	1,58	1,8	1,47
2,9	1,68	2,3	1,57	1,7	1,46
2,8	1,66	2,2	1,55	1,6	1,44
2,7	1,64	2,1	1,53	1,5	1,42
2,6	1,62	2,0	1,51		

2. Mischungsreihe von K. Spangenberg. — Methylenjodid + Bromoform (Bereich: 1,742—1,589); Monobromnaphthalin + Chinolin (Bereich: 1,658—1,624); Chinolin + Dyäthylanilin (Bereich: 1,624 bis 1,542); Chinolin + Glyzerin (Bereich: 1,624—1,47).

Die Bestimmung des Brechungsindex der jeweiligen Mischung erfolgt mit einem Refraktometer.

3. Nach n abgestufte Reihe einzelner Flüssigkeiten, die nicht miteinander gemischt werden.

	n_D		n_D
Methylalkohol	1,33	Nelkenöl	1,54
Wasser	1,33	Kreosot	1,54
Äthylalkohol	1,36	Anisöl	1,55
Hexan	1,39	Anilin	1,58
Amylalkohol	1,40	Bittermandelöl	1,60
Chloroform	1,45	Schwefelkohlenstoff	1,63
Glyzerin	1,47	α-Monobromnaphthalin	1,66
Olivenöl	1,47	1 Vol. α-Monobromnaphthalin u. 1 Vol. Methylenjodid	1,70
Rizinusöl	1,48		
Benzol	1,50	Kaliumquecksilberjodid, konz. Lösung	1,73
Zedernholzöl	1,51		
Monochlorbenzol	1,52	Methylenjodid	1,74

4. Reihe von R. C. Emmons. — In dieser Reihe (Tab. 7) sind außer den Brechungsindices für D bei 18° C noch die für C und F bei derselben Temperatur und schließlich noch der Temperaturkoeffizient des Brechungsindex angegeben. Das hat folgende Bewandtnis: Statt des unbequemen Wechselns der Flüssigkeiten kommt man schneller und genauer zum Ziele, wenn man Flüssigkeiten benutzt, die einen großen Temperaturkoeffizienten für n haben. Dieser muß so beträchtlich sein, daß man dagegen den Temperaturkoeffizienten der Kristallbrechung vernachlässigen kann. Durch Erwärmung oder Abkühlung wird dann

oft mit ein und derselben Flüssigkeit die Einstellung auf das Becke'sche oder Schröder van der Kolk'sche Kriterium erreicht. Man muß natürlich hierbei die Temperaturen messen. Eine für diesen Zweck sehr brauchbare Vorrichtung zeigt Fig. 291; die Heizung geschieht elektrisch, die Abkühlung kann durch Wasser erfolgen. Eine automatische Einrichtung ermöglicht ein Konstanthalten der Temperatur. Aus der Tab. 7 läßt sich zu jeder Temperatur zwischen 10° und 50° C mit guter Annäherung der Brechungsindex für Blaugrün (F), Orange (D) oder Rot (C) leicht errechnen. Höhere Temperaturen als 50° C kommen nicht in Frage.

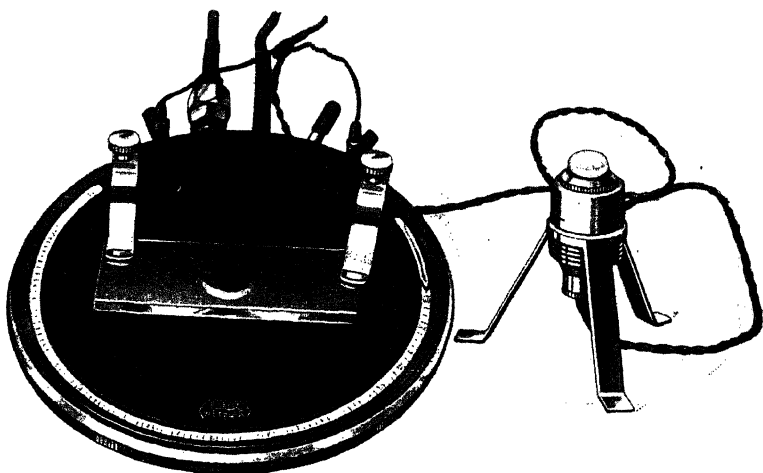



Fig. 291. Heiz- und kühlbarer Objekttisch mit automatischer Vorrichtung zum Konstanthalten der Temperatur und mit Temperaturablesung (brauchbar von — 20° bis + 70°).

Nach R. C. Emmons ist es zweckmäßig, die Veränderung der Temperatur mit einer Variation der Wellenlänge des Lichtes zu kombinieren. Auf diese Weise kann man oft mit einer Flüssigkeit die ganze Dispersionskurve des Brechungsindex für den Kristall bestimmen, indem man mit dem Wärmegrad gleichzeitig die Lichtart dauernd variiert und die zusammengehörigen Wellenlängen λ und Temperaturen t, bei denen Gleichheit der Lichtbrechung von Flüssigkeit und Kristallkorn erkannt wird, notiert ($\lambda = t =$ Kombinationsmethode). Man braucht hierzu einen Monochromator.

In anisotropen Kristallen ändert sich die Lichtbrechung mit der Fortpflanzungsrichtung; sie hat außerdem im allgemeinen für jede

Tabelle 7. Einbettungsflüssigkeiten für die λ-t-Kombinationsmethode (R. C. Emmons).

Nr.	Einbettungsmedium	n bei 18° C für			Temperaturkoeffizient $\frac{\Delta n}{\Delta t}$
		D (589mμ)	C (656mμ)	F (485mμ)	
1.	Methylenjodid	1,742	1,732	1,769	— 0,00067
2.	α-Jodnaphthalin	1,702	1,693	1,730	— 0,00047
3.	α-Jodnaphthalin + α-Bromnaphthalin	1,678	1,669	1,702	— 0,00047
4.	*o*-Bromjodbenzol	1,664	1,656	1,682	— 0,00052
5.	Phenylisothiocyanat	1,651	1,641	1,677	— 0,00056
6.	Tetrabrommethan	1,639			— 0,00053
7.	Jodbenzol	1,620	1,613	1,638	— 0,00055
8.	Bromoform	1,598	1,593	1,611	— 0,00060
9.	Anilin	1,587			— 0,00053
10.	*o*-Toluidin	1,573	1,567	1,589	— 0,00051
11.	Nitrobenzol	1,553			— 0,00048
12.	*o*-Nitrotoluol	1,547	1,541	1,564	— 0,00049
13.	Äthylenbromid	1,539			— 0,00056
14.	Propylenbromid	1,520	1,516	1,528	— 0,00054
15.	Pentachloräthan	1,504			— 0,00049
16.	Methylfuroat	1,488	1,483	1,500	— 0,00045
17.	Methylthiocyanat	1,469	1,466	1,477	— 0,00054
18.	Isoamylsulphid	1,454			— 0,00045
19.	Trimethylenchlorid	1,449	1,446	1,454	— 0,00049
20.	Äthyldichlorazetat	1,434			— 0,00047
21.	Äthylmonochlorazetat	1,423	1,420	1,428	— 0,00049

Der Temperaturkoeffizient ist stets negativ, d. h. der Brechungsindex der Flüssigkeiten nimmt mit wachsender Temperatur ab.

Richtung zwei Werte. Die Bestimmung eines mittleren Brechungsindex an einem beliebig orientierten Korn wird natürlich nicht sehr kritisch sein, wenn die Doppelbrechung groß ist. Deshalb ist es vorzuziehen, das Korn vor Anwendung der Immersionsmethode zwischen gekreuzten Nicols mittels des drehbaren Objekttisches so zu orientieren, daß es auslöscht. Man bestimmt dann nach Ausschalten des Analysators zunächst denjenigen Brechungsindex, dessen Schwingungsrichtung parallel zu der des Polarisators steht, und hierauf den zweiten Brechungsindex nach Drehung des Objekttisches um 90°. Die Bestimmung beider Brechungsindices hat aber diagnostisch nur dann einen Wert, wenn man zuvor das Korn auf dem Objektträger so gerollt hat, daß eine optische Symmetrieachse wenigstens annähernd in der Beobachtungsrichtung steht; denn nur dann wird man zwei Hauptbrechungsindices

finden. Eine solche Orientierung des Kornes läßt sich am besten bei konoskopischer Beobachtung vollziehen. Das Rollen des Kornes geschieht mit einem aufgelegten Deckglas; jedoch ist das oft nicht leicht zu bewerkstelligen.

Fig. 292. Totalreflexionsränder: a) bei Gaseinschlüssen; b) bei Flüssigkeitseinschlüssen (zwei mit Libelle).

Bei Einschlüssen von Gasen und Flüssigkeiten in Kristallen tritt der starke Gegensatz der Brechung von Gas bzw. Flüssigkeit und festem Kristall durch kräftige Totalreflexionsränder heraus (Fig. 292).

b) Messung des Polarisationswinkels.

An sehr gut polierten, vollständig homogenen und nicht zu kleinen Schliffen durchsichtiger isotroper Medien läßt sich die Bestimmung

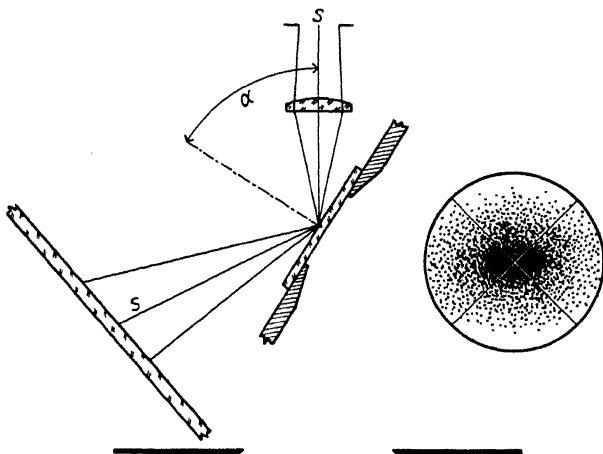



Fig. 293. Messung des Brechungsindex an ebenen Platten isotroper Medien mit Hilfe des Polarisationswinkels.

des Brechungsindex bis auf etwa $\pm$ 0,01 oft sehr leicht mit Hilfe des Brewster'schen Polarisationswinkels ausführen. Die Anordnung zeigt schematisch Fig. 293. Der Schliff ist auf einem Drehtisch befestigt; be-

obachtet wird konoskopisch mit einem Objektiv von größerem, freiem Objektabstand, aber relativ kurzer Brennweite (z. B. *UM* 3), eingeschalteter Amici-Bertrand'scher Hilfslinse und einem Spezialokular. Der Analysator muß im Tubus sein, aber um 90° gegen die übliche Art gedreht, so daß seine Schwingungsrichtung auf den Beschauer zu verläuft. Unmittelbar vor dem Drehtisch steht schräg eine gut beleuchtete Opalscheibe. Über den Spiegel darf kein Licht in das Mikroskop dringen.

Bei geeigneter Neigung des Schliffes mittels des zwei- oder vierkreisigen Drehtisches um eine horizontale Achse (A_1) sieht man im Konoskop einen parallel zur Drehachse verlaufenden dunklen Balken auftreten. Die Ablesung am Drehtisch, wenn dieser Balken durch den Kreuzungspunkt der Okularfäden hindurchgeht, ergibt den Polarisationswinkel α, sofern Objektiv und Amici-Bertrand'sche Hilfslinse zuvor einwandfrei justiert sind. Der Brechungsindex folgt dann aus dem Brewster-schen Gesetz:

$$n = \operatorname{tg} \alpha \tag{31}$$

Die genaue Einjustierung der Amici-Bertrand'schen Hilfslinse zum Schnittpunkt der Okularfäden erfolgt am einfachsten mittels einer Glasplatte von bekanntem Brechungsindex. Zur besseren Eliminierung von Fehlern ist für α das Mittel aus gegensätzlichen Neigungen des Tisches zu nehmen.

Das Verfahren wird unbrauchbar, wenn in dem Anschliff störende Innenreflexe auftreten. Für anisotrope Medien gibt es zwar auch Reflexionswinkel, die durch vollständige Polarisation des einfallenden Lichtes ausgezeichnet sind, aber diese Winkel gehorchen nicht mehr den Brewster'schen, sondern einem komplizierteren Gesetz, das für die Auswertung der Meßergebnisse weniger geeignet ist.

c) Messung des Grenzwinkels der Totalreflexion.

Das Mikroskop läßt sich auch als Totalreflektometer gebrauchen. Die hierbei erreichbare Genauigkeit in der Bestimmung von n ist etwa $\pm$ 0,002, vorausgesetzt, daß man im reflektierten Licht und nicht mit streifender Inzidenz arbeitet. Die Anordnung ist schematisch in Fig. 294 dargestellt. Ein zwei- oder vierkreisiger Drehtisch enthält eine Halbkugel (nicht Segment!) aus sehr hoch lichtbrechendem Glas. Unter dieser mit ebenfalls hochbrechender Immersion angeheftet, befindet sich die Anschliffläche des zu untersuchenden Körpers. Es wird konoskopisch und mit Analysator, wie im vorigen Abschnitt beschrieben, beobachtet. Der Analysator muß gegen die Normalstellung auch hier um 90° gedreht sein.

Bei geeigneter Neigung um die Achse A_4 des Drehtisches sieht man im Mikroskop bei isotropen Medien eine, bei anisotropen Medien im

allgemeinen zwei scharfe Grenzlinien der Totalreflexion. Bei einfach brechenden Körpern hängt n mit α durch folgendes Gesetz zusammen:

$$n = N \sin \alpha \tag{32}$$

wenn N den Brechungsindex der Glashalbkugel bedeutet. Für anisotrope Kristalle gilt im Prinzip das gleiche Gesetz. Aber es ist dann $N \sin \alpha$ nur für bestimmte Azimute des im übrigen sonst beliebig getroffenen Anschliffes gleich einem Brechungsindex. Dreht man nämlich die Platte in ihrer Ebene, so pendeln dabei die Einstellungen α mit dem Azimut zwischen je zwei Extremwerten für jede Grenzlinie der Totalreflexion. Von diesen vier Extremwerten liefern drei die Hauptbrechungsindices n_α, n_β, n_γ, während der vierte (einer der beiden mittleren Werte α) nicht

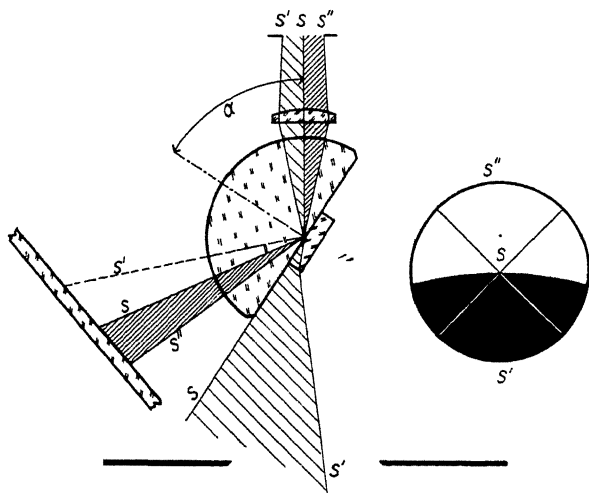



Fig. 294. Messung des Brechungsindex an ebenen Anschliffen mittels des Grenzwinkels der Totalreflexion im Mikroskop.

auf einen Hauptbrechungsindex führt. Welcher Winkel auszuschalten ist, wird am besten durch Bestimmung des wahren Winkels der optischen Achsen entschieden. Bei optisch einachsigen Kristallen tritt diese Komplikation nicht auf, da der eine Winkel α für alle Azimute konstant ist (α_ω), der andere zwischen den Extremwerten α_ω und α_ε variiert. Es gibt also hier nur zwei Extremalwerte entsprechend den beiden Hauptbrechungsindices.

Die genaue Justierung der Amici-Bertrand'schen Hilfslinse zum Schnittpunkt der Okularfäden erfolgt mittels der Totalreflexionsgrenze eines isotropen Mediums bekannter Lichtbrechung.

d) Kombination des Einbettungsverfahrens mit der Messung des Grenzwinkels der Totalreflexion.

Für sehr kleine Kristallsplitter und Körnchen lassen sich oft vorteilhaft das Einbettungsverfahren und die Messung der Totalreflexion wie folgt vereinen: Man bestimmt den Grenzwinkel der Totalreflexion einer in ihrem Brechungsindex veränderlichen Einbettungsflüssigkeit in dem Augenblick, wo sie dieselbe Lichtbrechung hat wie das eingebettete

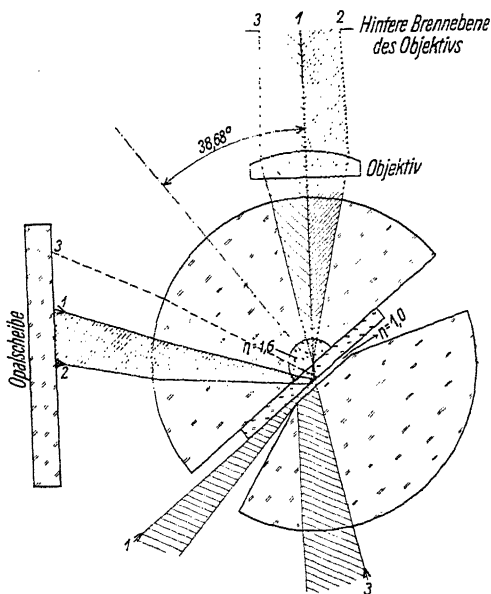



Fig. 295. Kombination des Einbettungsverfahrens mit der Messung des Grenzwinkels der Totalreflexion.

Korn. Die Anordnung zeigt schematisch Fig. 295. In eine Glashalbkugel mit konzentrischem Hohlschliff werden einige Kristallsplitter gebracht, der Hohlschliff dann mit einer Flüssigkeit, deren Brechungsindex etwas höher ist als der zu messende, voll ausgefüllt und mit einer Planplatte aus Glas abgeschlossen. Über die Glashalbkugel läßt sich ein elektrisch heizbarer Ring überstülpen. Man beobachtet zunächst im durchfallenden Licht orthoskopisch unter Anheizen, bis die Konturen der Körnchen verschwinden. Ist dies erreicht, so geht man zur konoskopischen Beobachtung in schräg auffallendem Licht über und bestimmt den Grenzwinkel α der Totalreflexion. Man mißt dabei immer den Winkel der Total-

reflexion der Einbettungsflüssigkeit gegen Luft. Die wenigen Kristallsplitter in der Einbettungsflüssigkeit stören hierbei nicht. Der Brechungsindex des Minerals, gleich dem der Einbettungsflüssigkeit, ist dann

$$n = \frac{1}{\sin \alpha} \tag{33}$$

Eine komplette Einrichtung für solche Messungen ist in Fig. 296 dar-

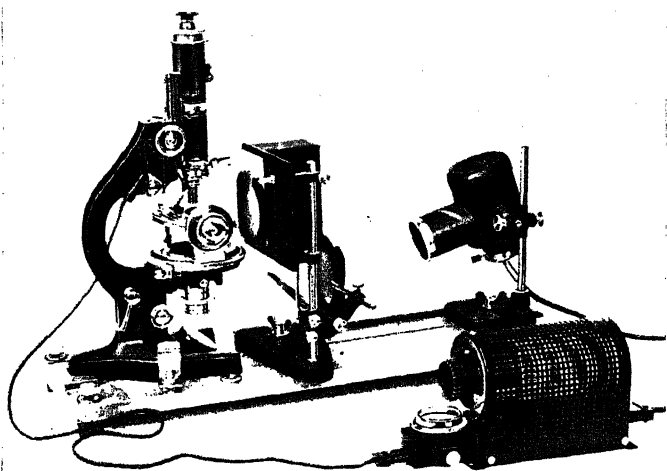



Fig. 296. Einrichtung für die Bestimmung des Brechungsindex an losen Körnern nach der Immersionsmethode, kombiniert mit der Messung des Grenzwinkels der Totalreflexion.

gestellt. Man benötigt ein Polarisationsmikroskop mit zentrierbarer Amici-Bertrand'schen Linse und drehbarem Tubusanalysator, Objektiv UM3 und das Spezialokular „Index", ferner ein Stativ, um den Wechsel der Beleuchtung beim Übergang vom durchfallenden zum schräg auffallenden Licht rasch und bequem ausführen zu können (in Fig. 296 vor dem Mikroskop aufgestellt). Zur Messung des Winkels α benutzt man die Drehachse A_1 eines zwei- oder vierkreisigen Universaldrehtisches. Die Anwendung eines nur zweikreisigen Drehtisches erleichtert hier die Handhabung erheblich. Ein solcher Tisch mit den erforderlichen Einlagen für die Indexbestimmung ist in Fig. 297 dargestellt. Um die Glashalbkugel wird der Heizring gelegt, der sich mittels eines Vorschalt- und eines Regulierwiderstandes an die Lichtleitung anschließen läßt. Bei der konoskopischen Beobachtung, also während der Messung des

Grenzwinkels α der Totalreflexion, muß der Analysator eingeschaltet sein, und zwar um 90° gegen die übliche Lage im Azimut verdreht. Die Amici-Bertrand'sche Hilfslinse muß vorher, am besten mit Hilfe der Grenzlinie für Wasser ($n = 1{,}333$), zum Schnittpunkt der Okularfäden im Spezialokular sorgfältig einjustiert werden.

Der ermittelte Brechungsindex ist im allgemeinen ein mittlerer des Kristalls. Die erreichbare Genauigkeit ist etwa $\pm$ 0,002. Durch Verwendung eines lichtstarken Monochromators an Stelle der in Fig. 296

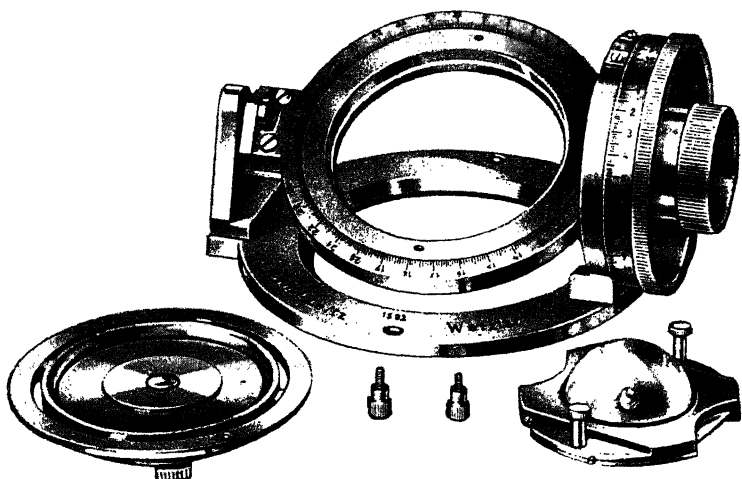



Fig. 297. Zweikreisiger Drehtisch mit Einlagen für Indexbestimmung nach der Immersionsmethode.

dargestellten Mikroskopierlampe läßt sich dieses Verfahren auch noch mit der λ-Variation (λ-t-Methode, siehe oben, Abschnitt a) verbinden.

Auch die Bestimmung der Hauptbrechungsindices nach dieser Methode ist möglich, aber schon unbequem und schwierig in der Durchführung. Vorgeschlagen hierzu ist ein vierkreisiger Drehtisch mit zusätzlicher fünfter Achse. Auch andere Wege gibt es.

9. Beobachtung und Messung thermischer Einflüsse sowie Bestimmung von Umwandlungstemperaturen.

Qualitative Beobachtungen über den Einfluß der Temperatur lassen sich oft in einfacher Weise durch Erhitzen des Präparates über einer Bunsenflamme (Mikrobrenner) und etappenweiser Beobachtung im

Polarisationsmikroskop während der Erwärmung und sodann während der Abkühlung ausführen. Noch bequemer ist es, das Präparat auf dem Objekttisch zu belassen und es dort durch Anblasen mittels Lötrohr und Kerze zu erhitzen. Um ein Zerspringen des Objektträgers zu vermeiden, benutzt man als Zwischenlage gegen den Mikroskoptisch eine schlecht wärmeleitende durchlochte Platte, z. B. eine Papp- oder Asbestscheibe. Auf die Weise kann man zum Beispiel die Veränderung der Doppelbrechung und des Winkels der optischen Achsen mit der Temperatur, ferner Kristallisationen, Modifikationsänderungen, chemische Umsetzungen u. a. beobachten.

Wenn man bestimmte Phasen der Veränderungen eine Zeitlang erhalten will, benutzt man besser bei solchen Untersuchungen (ohne

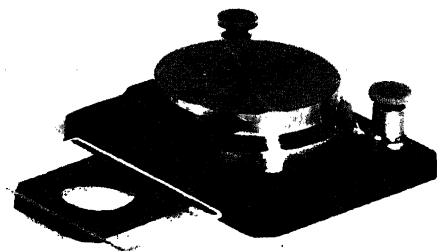



Fig. 298. Elektrisch heizbarer Objekttisch ohne Temperaturmessung für orthoskopische und konoskopische Beobachtungen bis 250° C (nach F. Jentzsch).

Temperaturmessung) den in Fig. 298 dargestellten elektrischen Heiztisch nach F. Jentzsch. Dieser Apparat ist bei orthoskopischem und konoskopischem Strahlengang für Temperaturen bis etwa 250° C anwendbar.

Für die quantitative Bestimmung thermischer Einflüsse müssen Erhitzungsapparate benutzt werden, die eine genaue Temperaturmessung unter dem Mikroskop gestatten. Der Heiz- und Kühltisch in Fig. 291 erlaubt die Anwendung von Temperaturen im Intervall von —20° C bis + 70° C. Für höhere Wärmegrade (bis ca. 300° C) ist der elektrisch heizbare Objekttisch nach Angaben von E. A. Wülfing sehr geeignet (Fig. 299), und zwar für Körner und Schliffe bei orthoskopischem und konoskopischem Strahlengang. Die Temperaturmessung erfolgt hier mittels eines Thermoelementes. Für noch höhere Temperaturen muß man den Erhitzungsofen horizontal anordnen. Eine solche Einrichtung nach Angaben von K. Endell (bis 1400° C verwendbar) ist in Fig. 300 abgebildet. Da bei ihr das Präparat im Ofen nicht im Azimut gedreht werden

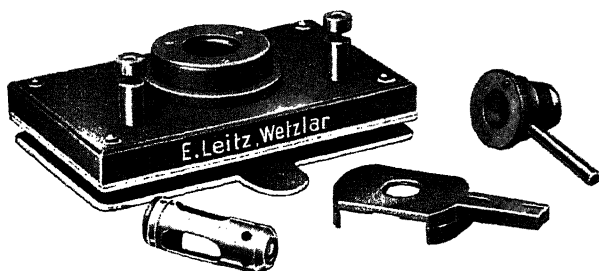



Fig. 299. Elektrisch heizbarer Objekttisch mit Temperaturmessung, bei orthoskopischem und konoskopischem Strahlengang und für Körner und Schliffe bis 300° C verwendbar (nach E. A. Wülfing).

kann, so wurde das Mikroskop mit synchroner Nicoldrehung ausgestattet. Es können mit diesem Mikroskop auch undurchsichtige Objekte im auffallenden Licht untersucht werden.

Zur Temperaturmessung benutzt man bei den erwähnten Apparaten Thermoelemente, und zwar im Temperaturbereich von — 200° C bis + 20° C am besten Kupfer-Konstantan-Elemente, zwischen 0° und 600° C solche aus Silber-Konstantan oder Eisen-Konstantan, für höhere Temperaturen, bis 1500° C, Platin-Platinrhodium-Elemente. Für die Verbindung des Thermoelementes mit dem Galvanometer (Fig. 301) empfiehlt es sich, bei hohen Temperaturen sogenannte Kompensationsdrähte zu verwenden; sie haben keine Thermokraft gegen das Element. Man eicht die Thermoelemente mittels bekannter Fixpunkte (z. B.

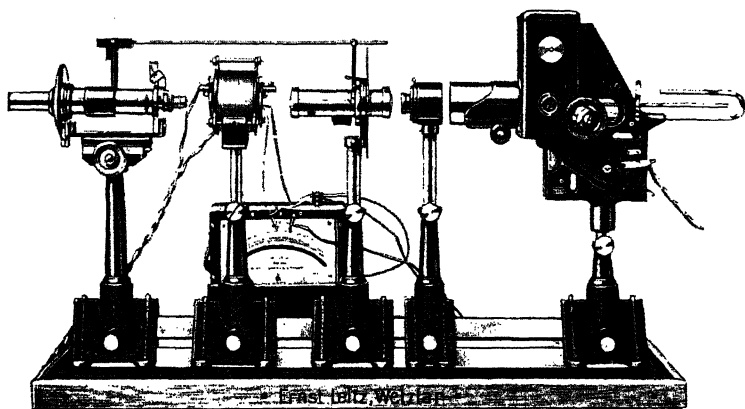
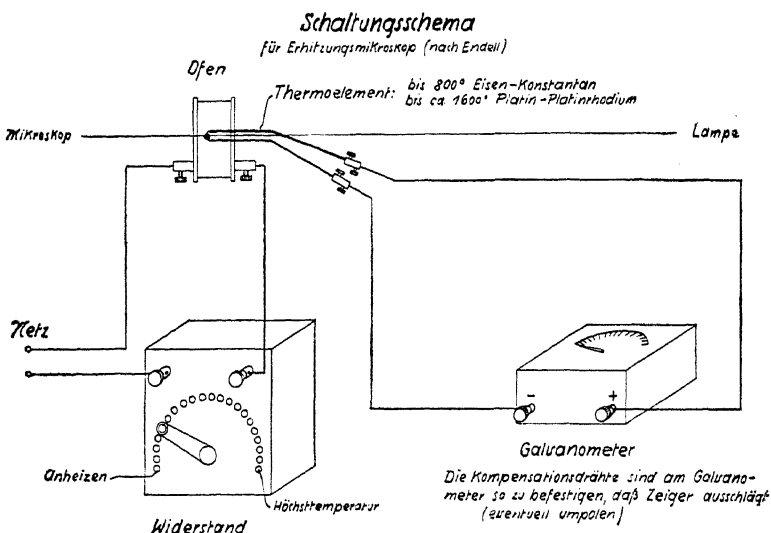



Fig. 300. Erhitzungsmikroskop, für durchfallendes und auffallendes Licht verwendbar bis 1400° C (nach K. Endell).

destilliertes kochendes Wasser 100° C; Schmelzpunkt von Zink 419° C, von Antimon 630° C, von Chlornatrium 800° C, von Gold 1062° C). Für die Beobachtung bei höheren Temperaturen benutze man zur Ver-

Fig. 301. Schaltschema für den Erhitzungsofen und für das Thermoelement.

meidung von Schädigungen der gewöhnlichen Objektive solche mit unverkitteten Linsen. Die Frontlinse wird durch ein aufsteckbares Wärmeabsorptionsfilter besonders geschützt.

10. Längenmessungen.

Zu Längenmessungen benötigt man ein Objektmikrometer (0,1- oder 0,01-mm-Teilung auf einem Objektträger) und ein Okularmikrometer (beliebige Teilung auf einer Glasplatte, die in ein Okular ohne Fadenkreuz, aber mit einstellbarer Augenlinse einzulegen ist). Zunächst wird nach Fokusierung des Objektmikrometers das Okularmikrometer daraufhin geeicht, welche Länge l bei ihm auf x Intervalle des Okularmikrometers entfällt (Fig. 302). $\frac{l}{x}$ ist der sogenannte Mikrometerwert für das betreffende Objektiv. Nach Entfernung des Objektmikrometers legt man den zu messenden Gegenstand auf den Mikroskoptisch und beobachtet, wieviel Intervalle y im Okularmikrometer

durch das Bild des Objekts gedeckt werden. Die Länge des letzteren ist dann: $y \frac{l}{x}$.

Statt des Okularmikrometers kann man zur Erhöhung der Meßgenauigkeit ein sogenanntes Okularschraubenmikrometer oder

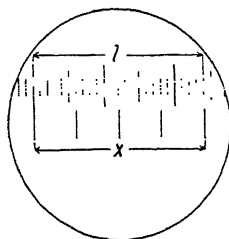



Fig. 302. Eichung eines Okularmikrometers mittels eines in 0,01 mm geteilten Objektmikrometers. Oben: Bild des Objektmikrometers. Unten: Okularmikrometer. Mikrometerwert: $\frac{l}{x} = \frac{0{,}24}{4} = 0{,}06$ mm.

Planimeterokular benutzen (Fig. 303). Es enthält eine mittels Mikrometerschraube im Gesichtsfeld verschiebbare Marke. Der Mikrometerwert der Meßtrommel wird obigem entsprechend geeicht: Man bestimmt die Anzahl x der Skalenteile an der Meßtrommel, die notwendig sind für

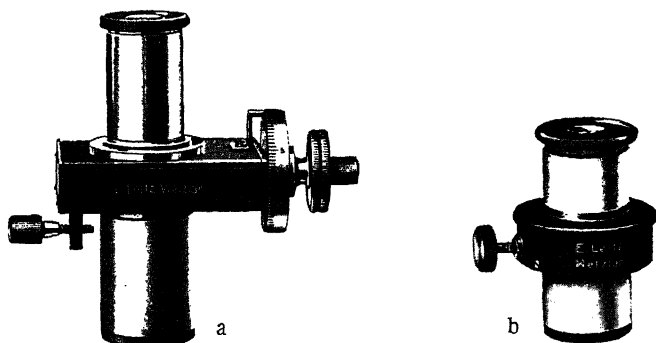



Fig. 303. a) Okularschraubenmikrometer. b) Mikrometerokular mit beweglicher Skala.

Verschiebung der Marke längs einer Strecke l im Bilde des Objektmikrometers. Der Mikrometerwert eines Skalenteiles der Meßtrommel des Okulars für das benutzte Objektiv ist wiederum $\frac{l}{x}$.

11. Planimetrische Bestimmung der Mengenverhältnisse verschiedener Komponenten des Objekts.

Die planimetrische Bestimmung der Mengenverhältnisse der Komponenten eines Schliffes ist viel sicherer, genauer und einfacher als die Berechnung aus einer chemischen Bauschanalyse oder aus einer Trennung der Gemengteile auf mechanischem Wege durch den Magneten oder mittels schwerer Lösungen. Insbesondere ergibt das Umrechnen der chemischen Analyse ohne solche der einzelnen Komponenten keine Gewähr für zuverlässige Resultate. Ein vergleichendes Beispiel ist in Tab. 8 dargeboten. Die zu niedrige Bestimmung des Orthoklases und der zu hohe Plagioklasgehalt aus der umgerechneten chemischen Analyse im Vergleich zu den beiden anderen Bestimmungsmethoden ist darauf zurückzuführen, daß der Orthoklas einen geringen Na-Gehalt hatte, der bei der Umrechnung gefühlsmäßig zum Albit zugenommen worden ist. Ebenso zeigen sich Unstimmigkeiten in den anderen Komponenten. Am sichersten ist die planimetrische Bestimmung der Mengenverhältnisse.

Fig. 304. Prinzip einer planimetrischen Analyse. Die Meßlängen des schwarzen Gemengteiles ergeben
längs der horizontalen Geraden: 19,4%
längs der vertikalen Geraden: 21,3%
Mittel: 20,35%.
Wirklicher Inhalt der schwarzen Flächen: 20,0%.

Das planimetrische Verfahren wurde zuerst von A. Rosiwal (1898) auf eine Längenmessung zurückgeführt. Das Prinzip des Verfahrens ist in Fig. 304 für zwei Komponenten (schwarz und weiß) erläutert. Man mißt längs aller bezifferten Leitlinien deren Schnittlänge mit den schwarzen Flächenstücken aus. Die Summe über alle Leitlinien, dividiert durch deren Gesamtlänge, ergibt den prozentischen Gehalt der schwarzen Flächenstücke im Gesamtfeld. Mit Hilfe eines Okularschraubenmikrometers würde eine solche Ausmessung sehr mühselig werden. Die Aufgabe wird aber sehr einfach mit Hilfe des in Fig. 305 dargestellten sogenannten Integrationstisches gelöst, der auf den Objekttisch jedes Mikroskops aufgesetzt werden kann. Mit diesem Tisch lassen sich gleichzeitig die jeweiligen Anteile von sechs verschiedenen

Tabelle 8. Vergleichendes Beispiel einer umgerechneten chemischen Analyse mit dem Ergebnis einer Trennung der Gemengteile durch schwere Lösungen und mit einer optisch-planimetrischen Analyse. Bestimmung eines Granits. (Nach A. Johannsen und E. A. Stephenson.)

	Quarz	Ortho-klas	Plagio-klas	Biotit	Horn-blende	Mag-netit	Pyrit	Summe %
Umgerechnete chem. Analyse	22,86	18,35	39,74	10,92	3,56	1,86	1,86	99,15
Trennung durch schwere Lösungen	22,12	25,24	34,57	9,98	6,54	1,26	—	99,83
Optisch-planimetrische Analyse . . .	21,6	25,8	35,6	9,2	6,7	0,8	0,2	99,9

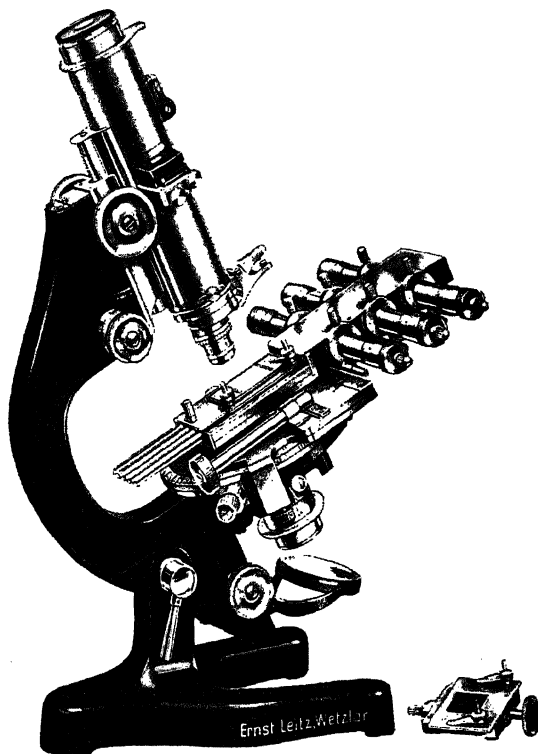



Fig. 305. Integrationstisch.

Gemengteilen auf ebensoviel gesonderten Meßspindeln summieren und Schliffflächen von 18 × 18 mm² Größe ohne Unterbrechung vollständig ausplanimetrieren. Es ist dabei möglich, die Leitlinien mittels einer Meß-skala bis auf 0,1 mm benachbart zu wählen. Jede Meßspindel wird einem Gemengteil zugeordnet; sind weniger Gemengteile vorhanden, so stehen

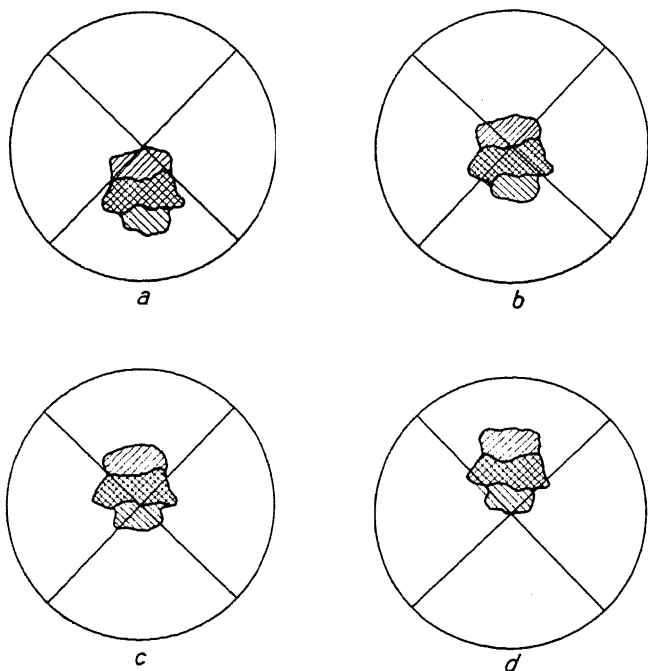



Fig. 306. Sukzessive Einstellungen beim Arbeiten mit dem Integrationstisch. Zu jeder der auf *a* folgenden Einstellungen *b*, *c*, *d* bedient man sich einer anderen Meßspindel. Gleichartige Gemengteile kommen auf dieselbe Meßspindel und werden dort selbsttätig summiert.

für den überwiegenden zwei oder drei Meßspindeln zur Verfügung. Man verschiebt jeden Bestandteil mittels der ihm zugeordneten Meßspindel so lange, bis (Fig. 306) die Grenzkante eines anderen Gemengteiles in den Schnittpunkt der Okularfäden fällt. Ist eine Leitlinie durchgemessen, so gleitet der Schliff nach Lösung der Spindelklemmen automatisch in seine Ausgangsstellung an den Beginn der Leitlinie zurück; mittels der Trieb-skala wird er auf eine neue Leitlinie eingestellt. Jede Spindel umfaßt 26 mm Meßlänge; ihre Trommel ist auf 0,01 mm abzulesen. Notierungen

sind lediglich für volle Meßspindeln erforderlich. Zur Überbrückung von Leerstellen oder von nicht interessierenden Nebengemengteilen dient ein Zusatztischchen mit Triebbewegung, das als Objektauflage verwandt wird. Man braucht dann solche Nebengemengteile und Leerstellen nicht auf eine Spindel zu legen, sondern benutzt für ihre Verschiebung den Zahntrieb des Zusatztischchens.

Die Planimetrierung kann ohne Analysator oder zwischen gekreuzten Nicols vor sich gehen. Im letzteren Falle würde es die Diagnostik beeinträchtigen, wenn ein Element isotrop ist oder sich gerade in Dunkelstellung befindet; auch könnte man durchsichtige von undurchsichtigen Gemengteilen schlecht unterscheiden. Es wird daher dem Apparat ein $\frac{1}{4}\lambda$-Plättchen beigegeben, welches man in den beweglichen Bügel, der im Beleuchtungsapparat des Mikroskops den Kondensor trägt, an dessen Stelle einschrauben kann. Dieses Plättchen muß so orientiert werden, daß seine Gravierung n_β (*b*) senkrecht zum Tubusschlitz liegt. Zweckmäßig verwendet man es gleichzeitig mit dem normalen $1/4\lambda$-Plättchen im Tubusschlitz.

Die planimetrische Methode ist sehr vielseitig anwendbar und gegenüber ihrer auch für die Technik hohen Bedeutung noch viel zu wenig gewürdigt.

12. Analyse von Schwingungszuständen des Lichtes.

Die Analyse von Schwingungszuständen des Lichtes hat zwar diagnostisch im allgemeinen keine besondere Bedeutung, interessiert aber bei physikalischen Untersuchungen. Es handelt sich dabei zunächst um die Feststellung, ob das Licht unpolarisiert, teilweise polarisiert oder vollständig polarisiert ist. Ist es teilweise polarisiert, so erhebt sich des weiteren die Frage nach der besonderen Art der Polarisation (linear, zirkular, elliptisch) und ferner nach dem Verhältnis des polarisierten Anteils zum Gesamtlicht, also nach dem sogenannten Polarisationsgrad. Ist das Licht vollständig polarisiert, so interessiert die nähere Definition dieser Polarisation (linear, zirkular, elliptisch; Azimut der linearen Polarisation; Achsenverhältnis und Hauptachsenazimut der elliptischen Polarisation).

Das Methodische der Analyse ist prinzipiell dasselbe, gleichgültig, ob das zu untersuchende Licht gewöhnliches, gebrochenes, gebeugtes oder reflektiertes ist. Die einfachste Einrichtung zur Analyse des Schwingungszustandes besteht aus einem drehbaren Analysator und einem drehbaren $\frac{1}{4}\lambda$-Plättchen. Man kann das Polarisationsmikroskop zu einer solchen Analyse verwenden, wenn man einen Aufsatzanalysator mit Meßkreis und im Tubusschlitz den in Fig. 272 dargestellten elliptischen Kompensator benutzt, welch letzterer aber statt des für Messung

sehr kleiner Gangunterschiede üblichen sehr dünnen Glimmerplättchens mit einem $1/4$ λ-Plättchen ausgerüstet sein muß; die Analyse ergibt sich nach E. Mach aus folgendem Schema:

Bei einer vollen Umdrehung des Analysators (ohne $1/4$ λ-Plättchen) wird beobachtet:

A. Kein Intensitätsminimum.

Nach Einschaltung des $1/4$ λ-Plättchens in beliebigem Azimut beobachtet man während einer vollen Umdrehung des Analysators:

I. kein Intensitätsminimum:

Gewöhnliches, unpolarisiertes Licht.

II. ein Intensitätsminimum:

1. bei einer Stellung des Analysators die Intensität Null:
   Zirkular polarisiertes Licht.
2. bei keiner Stellung des Polarisators die Intensität Null:
   Teilweise zirkular polarisiertes Licht.

B. Ein Intensitätsminimum

I. bei einer Stellung des Analysators die Intensität Null:

Linear polarisiertes Licht.

II. bei keiner Stellung des Analysators die Intensität Null:

Einstellung des Analysators in das Azimut minimalster Intensität, Azimut ablesen; dann Einschieben des $1/4$ λ-Plättchens und Drehung desselben in dasjenige Azimut, bei welchem seine Schwingungsrichtungen parallel bzw. senkrecht zu der eben abgelesenen Einstellung des Analysators liegen; hierauf volle Umdrehung des Analysators. Dabei gibt es

1. eine Analysatorstellung mit der Intensität Null:
   Elliptisch polarisiertes Licht.
2. keine Analysatorstellung mit der Intensität Null:
   a) dieselbe Analysatorstellung wie vor Einschieben des $1/4$ λ-Plättchens ist Minimumstellung der Intensität:
      Teilweise linear polarisiertes Licht.
   b) Eine andere Analysatorstellung wie vor Einschieben des $1/4$ λ-Plättchens ist Minimumstellung der Intensität:
      Teilweise elliptisch polarisiertes Licht.

Bei linear polarisiertem und teilweise linear polarisiertem Licht (B, I und B, II, 2a) ist das Azimut der Schwingungsrichtung senkrecht zur Schwingungsrichtung des Analysators, wenn derselbe im Azimut minimalster Intensität steht.

Bei elliptisch polarisiertem und teilweise elliptisch polarisiertem Licht (B, II, 1 und B, II, 2b) ist das Azimut der großen Achse der Schwingungsellipse senkrecht zu der Schwingungsrichtung des Analysators, wenn derselbe ohne $\frac{1}{4}\lambda$-Plättchen im Azimut minimalster Intensität steht. Das Achsenverhältnis der Schwingungsellipse ermittelt man nach Einschaltung des $\frac{1}{4}\lambda$-Plättchens in der oben unter B, II bezeichneten Orientierung. Weicht dann die neue Minimumstellung des Analysators von der ursprünglichen um den Winkel ϑ ab, so ist das Achsenverhältnis $\frac{a}{b} = \operatorname{tg} \vartheta$.

Fig. 307. Dichroskopanalysator.

Bei teilweise polarisiertem Licht bestimmt man den Polarisationsgrad mit Hilfe eines sog. Dichroskopanalysators. Er besteht aus einem besonderen Okular (Fig. 307), in das ein im Azimut drehbares Kalkspatrhomboeder mit einer darunter befindlichen quadratischen Lochblende eingebaut ist. Auf der mit einem Ableseindex versehenen Fassung des Rhomboeders spielt der Meßkreis eines Aufsatzanalysators. Die Dicke des Kalkspatrhomboeders und der Durchmesser der Lochblende müssen so bemessen sein, daß man zufolge der Doppelbrechung im Kalkspat zwei sich berührende Bilder der Lochblende im Okular sieht. Sie dienen als Photometerfelder. Die Schwingungsrichtungen stehen in ihnen aufeinander senkrecht. Die Nullage des Aufsatzanalysators gegen den Index auf der Rhomboederfassung findet man bei einfallendem gewöhnlichem Licht durch Einstellen des Analysators auf Intensitätsgleichheit in beiden Feldern (Nullage des Analysators).

Bei der Messung des Polarisationsgrades mit Hilfe eines

solchen Dichroskopanalysators muß man unterscheiden, ob das zu prüfende Licht teilweise linear oder teilweise zirkular bzw. teilweise elliptisch polarisiert ist. In den beiden letzteren Fällen muß das Licht vor der Messung des Polarisationsgrades zunächst in teilweise linear polarisiertes umgewandelt werden. Das geschieht mit Hilfe des drehbaren $^1/_4\,\lambda$-Plättchens im elliptischen Kompensator (Fig. 272). Das Plättchen wird im Tubusschlitz in ein solches Azimut eingestellt, daß die Analyse nach dem oben beschriebenen Schema von E. Mach die Kriterien für teilweise linear polarisiertes Licht ergibt. Dann erst wird an Stelle des Okulars der Dichroskopanalysator aufgesetzt und der Polarisationsgrad gemessen. Man stellt den Analysator mit seinem Meßkreis in die zuvor bestimmte Nullage (siehe oben); hierauf dreht man das Rhomboeder, wobei der Analysator an dieser Drehung teilnimmt, also die Indexstellung gegen den Meßkreis sich nicht verändert, bis beide Felder den höchsten Helligkeitskontrast zeigen. Nach dieser Einstellung dreht man den Analysator noch um den Winkel α weiter, bis wieder Helligkeitsgleichheit eingetreten ist. Der Polarisationsgrad ist dann, gleichgültig, ob das Licht ursprünglich teilweise linear, teilweise zirkular oder teilweise elliptisch polarisiert war:

$$34)\qquad p = \frac{\text{polarisierte Intensität}}{\text{Gesamtintensität}} = \sin 2\alpha$$

Ergibt sich bei der Messung $\alpha = 0$ (also $p = 0$), so ist das Licht vollständig unpolarisiert; ergibt sich $\alpha = 45^0$ (also $p = 1$), so ist das Licht vollständig polarisiert.

Selbstverständlich kann man die in dem Mach'schen Schema beschriebenen Einstellungen für das Analysenverfahren durch Anwendung einer Halbschattenplatte in einem Wright'schen Okular verfeinern.

H. Die optischen Bestimmungsmethoden für absorbierende Kristalle.

I. Im durchfallenden Licht.

Bei den Bestimmungsmethoden für absorbierende Kristalle ist zu unterscheiden, ob es sich um schwach oder um stärker absorbierende Substanzen handelt. Man nennt einen Kristall schwach absorbierend, solange er in dünner Schicht, etwa entsprechend der Dicke eines Dünnschliffs (ca. 0,02—0,03 mm), in durchfallendem Licht noch beobachtet werden kann. Da solche Medien einen sehr kleinen Absorptionskoeffizienten haben (k in der Größenordnung von 10^{-4} oder noch kleiner),

so sind auch die Radienvektoren der k-Schale der Indikatrix sehr klein gegenüber denen der n-Schale und die optischen Verhältnisse dieser Medien daher nach den einleitenden Ausführungen in Abschnitt A von denen sogenannter vollkommen durchsichtigen Medien nicht sehr verschieden; man kann alle bei der Diagnostik vollkommen durchsichtiger Medien beschriebenen Bestimmungsmethoden ohne weiteres auf schwach absorbierende Kristalle übertragen. Eine Erweiterung finden die Methoden insofern, als sie durch die Ermittlung der Absorptionsverhältnisse ergänzt werden können.

1. Beobachtung des Dichroismus (Pleochroismus).

Auch die Absorption ändert sich in anisotropen Medien mit der Richtung; sie ist im allgemeinen für die beiden Wellen verschieden. Man beobachtet diesen Dichroismus im Mikroskop bei ausgeschaltetem Analysator. Dreht man eine solche Kristallplatte auf dem Objekttisch, so verändert sie im allgemeinen Helligkeit und Farbton. Man unterscheidet das Verhalten der einzelnen Wellen, wenn man den Objekttisch so einstellt, daß nacheinander ihre Schwingungsrichtungen parallel zu denen des Polarisators stehen (Kriterium: Auslöschungslagen bei eingeschaltetem Analysator). Wenn die Farbe des durchgelassenen Lichtes für beide Wellen sehr verschieden ist, so kann sie mit Hilfe eines auf das Okular aufgesetzten Handspektroskops näher analysiert werden. Die Unterscheidung des Charakters der beiden Wellen erfolgt wiederum mittels eines Kompensators zwischen gekreuzten Nicols in der Diagonalstellung der Platte.

Isotrope Kristalle zeigen keinen Dichroismus. Einachsige Kristalle haben entsprechend den beiden Hauptbrechungsindices zwei Hauptabsorptionskoeffizienten und den maximalen Dichroismus in allen Richtungen senkrecht zur kristallographischen c-Achse. Zweiachsige Kristalle besitzen drei Hauptabsorptionskoeffizienten; bei den rhombischen fallen die Richtungen des Hauptdichroismus mit denen der kristallographischen Achsen zusammen; bei monoklinen Kristallen ist im strengen Sinne nur die Richtung der kristallographischen b-Achse eine Hauptrichtung des Dichroismus; im triklinen Kristall gibt es keine geometrisch-kristallographischen Hauptrichtungen für den Dichroismus.

Unter Umständen starker Pleochroismus kann in ursprünglich vollkommen durchsichtigen anisotropen Medien künstlich durch orientierte Einlagerungen absorbierender Elemente erzeugt werden (z. B. durch Imprägnierung organischer Substanzen mit Metallen oder Salzen, die durch Imbibition von Lösungen einverleibt werden können). Auf andere Ursachen des Dichroismus ist schon in Abschnitt F 7, b hingewiesen.

Im Konoskop sieht man bei stärker pleochroitischen Kristallen an Schnitten, die ungefähr senkrecht zu einer optischen Achse liegen, oder, wegen des Vorhandenseins der Absorption genauer gesagt, an Schnitten, die ungefähr senkrecht zu einem Paar der Windungsachsen liegen, schon im unpolarisierten Licht, aber auch mit dem Analysator allein, die sog. Absorptionsbüschel (Fig. 308), welche ihre Ursache darin haben, daß in der Nachbarschaft der Windungsachsen die Absorptionskoeffizienten sehr rasch ihre Werte mit der Richtung ändern. Bei den schwach absorbierenden Kristallen beträgt der Winkel zwischen je einem Paar der Windungsachsen nur wenige Minuten. Sind k_1 und k_2 die zumeist sehr unterschiedlichen Absorptionskoeffizienten in Richtung der Winkelhalbierenden zwischen zwei zusammengehörigen Windungs-

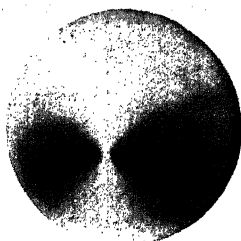
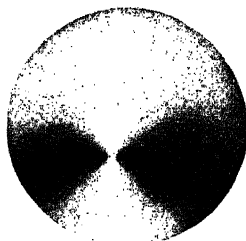
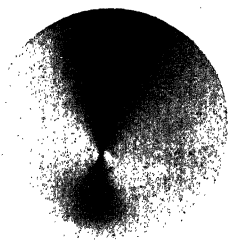
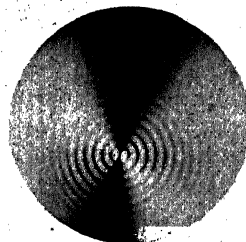
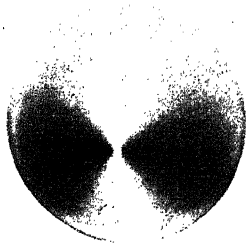
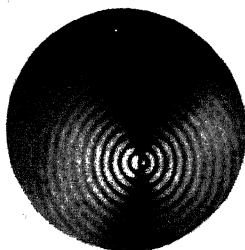
Fig. 308. Andalusit,
nahezu senkrechte Platte zu einem Paar der Windungsachsen; konoskopisch.

a) Im unpolarisierten Licht: Absorptionsbüschel senkrecht zur Halbierungsebene der Windungsachsen;

b) mit Analysator allein, Schwingungsrichtung senkrecht auf der Halbierungsebene der Windungsachsen;

c) mit Polarisator allein, Schwingungsrichtung parallel zur Halbierungsebene der Windungsachsen;

d) zwischen gekreuzten Nicols;

Fig. 308. Andalusit.

e) mit Polarisator, Schwingungsrichtung parallel zur Halbierungsebene der Windungsachsen, und mit ¼ λ-Gipsblättchen in Diagonalstellung zwischen Polarisator und Andalusitplatte: Einfallendes zirkular polarisiertes Licht; die eine Windungsachse vollständig dunkel (sehr kleiner schwarzer Fleck), die andere hell, da die eine nur für linkszirkulare, die andere nur für rechtszirkulare Schwingungen durchlässig ist. Dreht man das ¼ λ-Gipsblättchen um 90° in die andere Diagonalstellung, so vertauschen die beiden Windungsachsen ihre Intensität;

f) wie bei e, nur noch der Analysator, Schwingungsrichtung senkrecht zur Halbierungsebene der Windungsachsen, hinzugeschaltet.

achsen (also in Richtung einer optischen Achse im übertragenen Sinne), so ist der Absorptionskoeffizient für die Welle in Richtung jeder der beiden Windungsachsen, die nur wenige Minuten von der eben bezeichneten Richtung abstehen:

$$k = \frac{1}{2}(k_1 + k_2)$$

Da die entsprechenden Intensitäten im unpolarisierten Licht sich verhalten wie

$$\frac{1}{2}\left(e^{-\frac{4\pi k_1 l}{\lambda_0}} + e^{-\frac{4\pi k_2 l}{\lambda_0}}\right) : e^{-\frac{1}{2}\left(k_1 + k_2\right)\frac{4\pi l}{\lambda_0}}$$

wobei mit e die Basis der natürlichen Logarithmen, mit l die Plattendicke bezeichnet ist, so ergibt sich hieraus der scharfe Kontrast der Absorptionsbüschel gegen die Halbierungsebene des Winkels der Windungsachsen (also gegen die Ebene der optischen Achsen im übertragenen Sinne).

2. Messung der Absorption und des Dichroismus.

Ist I die Intensität des Lichtes beim Einfall auf die Kristallplatte, i die nach Durchgang, so heißt

35) $$D = \frac{i}{I}$$

die Durchlässigkeit. Sie ist von der Plattendicke l, der Wellenlänge λ_0, dem relativen Brechungsindex n des Kristalls gegen das einhüllende Medium und dem Absorptionskoeffizienten k in folgender Weise abhängig:

36) $$D = \left\{ \frac{4n}{(n+1)^2} \right\}^2 e^{-\frac{4\pi k l}{\lambda_0}}$$

Darin bedeutet e die Basis der natürlichen Logarithmen. Man erhält für den Absorptionskoeffizienten

37) $$k = \frac{2 \log \frac{4n}{(n+1)^2} - \log D}{4\pi l \log e} \lambda_0$$

Unter log sind die dekadischen Logarithmen zu nehmen. Ferner müssen l und λ_0 in derselben Längeneinheit ausgedrückt werden. D ist natürlich immer kleiner als Eins, mithin $-\log D$ positiv.

Bei anisotropen Kristallen bestimmt man k_1 und k_2 für beide Wellen gesondert. Der Dichroismus wird dann durch den absoluten Wert von $k_1 - k_2$ gemessen.

Statt des Absorptionskoeffizienten k kann auch der Absorptions-

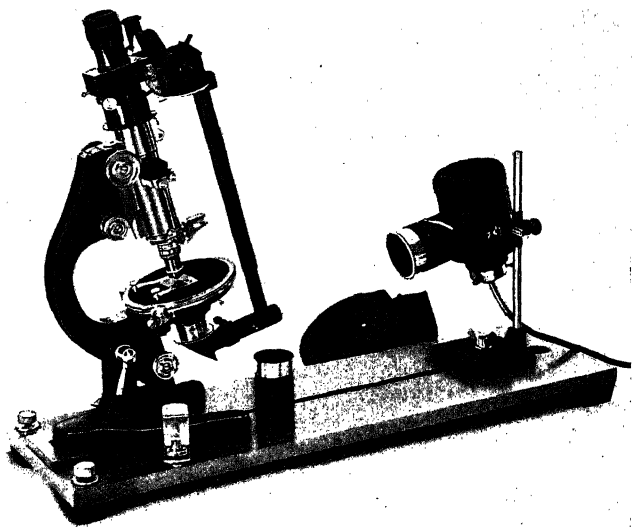



Fig. 309. Polarisationsmikroskop mit Mikrophotometer für Absorptionsmessungen.

index $\varkappa$ oder der dekadische Extinktionsmodul m angegeben werden. Zwischen diesen drei Größen bestehen folgende Beziehungen:

$$k = n\varkappa; \; m = \frac{4\pi k}{\lambda_0} \log e \tag{38}$$

Zur Messung der Durchlässigkeit, deren Kenntnis in verschiedenen Spektralbereichen für die Berechnung von k nach obigem erforderlich ist, verwendet man am besten ein Photometer in Verbindung mit einem Monochromator oder mit gut selektiven Lichtfiltern. Auch die Photozelle läßt sich benutzen.

Das in Fig. 309 dargestellte Mikrophotometer von M. Berek ist an jedem Mikroskop anzubringen und erlaubt, D auch an sehr kleinen Kristallen zu messen. In Fig. 310 ist ein Durchschnitt durch dieses

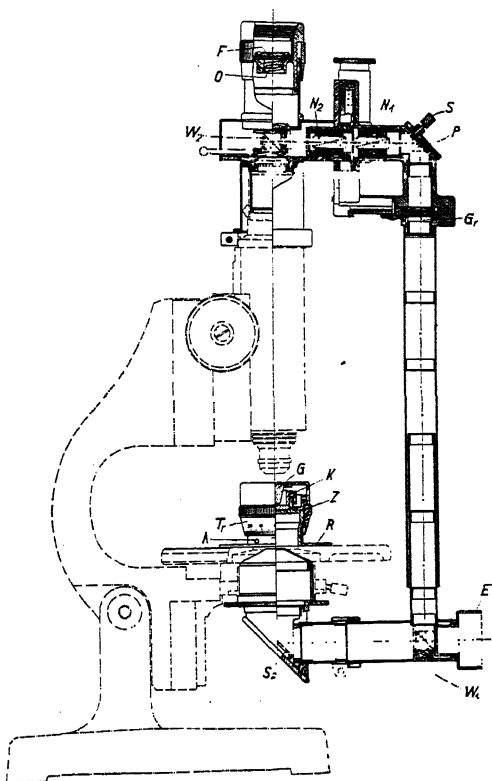



Fig. 310. Schnitt durch das Mikrophotometer für Absorptionsmessungen (nach M. Berek).

Photometer dargestellt. Durch einen im Eintrittsrohr sitzenden, durchlässig verspiegelten Würfel W_1 wird das Licht in zwei verschiedene Wege gelenkt: in das Mikroskop und in ein parallel zu ihm verlaufendes Seitenrohr. Der letztere Anteil kann durch Nicolsche Prismen N_1, N_2, von denen N_2 drehbar und mit Meßkreis ausgestattet ist, geschwächt werden. Die Intensitäten beider Anteile werden im Gesichtsfelde des Okulars verglichen. Das hierzu dienende Photometerprisma W_2 ist nach Belieben ein- und auszuschalten. Die Apertur der wirksamen Strahlen kann man mittels einer vor der Eintrittsöffnung des Photometers aufgestellten Spalt- oder Irisblende auf praktisch parallelstrahliges Licht beschränken. Bei der Justierung der Apparatur benutzt man eine Hilfslupe, die über das Okular gestülpt wird. Man stellt sie auf die Austrittspupille des Mikroskops (Bild der Aperturblende) ein. Ist das Photometerprisma W_2 eingeschaltet und das Nicol N_2 auf Helligkeit gestellt, so sieht man zwei Austrittspupillen, die zueinander zentriert werden können. Hierzu dienen zwei Justierschrauben bei S in Fig. 310. Man ermittelt zunächst für verschiedene Lichtarten die Nullstellungen σ_0 der Apparatur. Hierbei bleibt der Polarisator immer eingeschaltet, der Analysator ausgeschaltet. Man legt auf den Objekttisch eine klare Glasplatte und dreht den Nicol N_2, bis die Vergleichsfelder im Okular (nach Fortnahme der Hilfslupe) gleich hell erscheinen. Die zugehörige Ablesung am Meßkreis ergibt σ_0. Sie soll möglichst zwischen 30° und 50° liegen. Dies läßt sich, eventuell durch Einlegen von Grauscheiben zwischen Polarisator und Objekttisch, erreichen. Man schaltet dann das Vergleichsprisma W_2 aus, legt die Kristallplatte auf die klare Glasplatte und bringt sie zwischen gekreuzten Nicols im Mikroskop in eine Auslöschungsstellung. In dieser Lage wird nach Ausschaltung des Analysators und Einschaltung des Vergleichsprismas W_2 wieder auf Helligkeitsgleichheit in den beiden Feldern eingestellt. Die zugehörige Ablesung am Meßkreis sei σ. Dann ist für die Welle, deren Schwingungsrichtung parallel zu der des Polarisators lag,

$$D = \left\{ \frac{\sin \sigma}{\sin \sigma_0} \right\}^2 \tag{39}$$

Analog findet man D für die andere Welle, nachdem man den Objekttisch um 90° gedreht hat.

Soll D im eingelegten Dünnschliff gemessen werden, so hat man nach der Bestimmung von σ_0 die klare Glasplatte durch den Dünnschliff zu ersetzen. Bei der Berechnung von k ist dann für n der relative Brechungsindex zwischen Mineral und Glas einzusetzen.

In 36) und 37) ist $\frac{4n}{(n+1)^2} = 1 - \mathfrak{R}$, wenn $\mathfrak{R}$ das Reflexionsvermögen der Kristallplatte bedeutet.

II. Im auffallenden Licht.

1. Der Opakilluminator und sein Gebrauch.

Wenn die Absorption so stark ist, daß die Kristalle in Dünnschliffdicke undurchsichtig sind, was eintritt, wenn der Absorptionskoeffizient eine nicht mehr gegen Eins zu vernachlässigende Größe hat, so kann die Diagnostik natürlich nur im reflektierten Licht erfolgen. Hierzu benötigt man einen Opakilluminator. Die in den Fig. 311 a und b sowie in Fig. 312 dargestellte Konstruktion enthält eine Irisblende, eine Kollimatorlinse, die mittels eines Knopfes so eingestellt werden kann, daß sie ein Bild der Irisblende in der Anschliffläche des Objektes entwirft, ferner ein spiegelndes Prisma, das die halbe Objektivapertur bedeckt

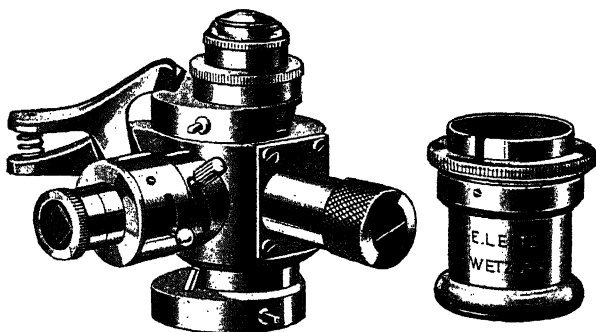



Fig. 311. a) Opakilluminator für normale Polarisationsmikroskope in Zentrierfassung, mit Sonderzentrierung der Objektive, Polarisator, einstellbarer Kollimatorlinse, Irisblende und Glasplättchen sowie Prisma bzw. metallisch verspiegeltem Glaskeil auf Wechselschieber. Rechts ein Okularzwischenstück zur Verlängerung des Tubus für die ohne Deckglas und für größere Tubuslänge korrigierten Spezialobjektive.

und dagegen auf Schieber auswechselbar ein durchsichtiges Glasplättchen, das die ganze Objektivapertur bedeckt. Vorn im Eintrittsrohr sitzt der Polarisator. Das Glasplättchen kommt nur gelegentlich bei Beobachtung sehr feiner Strukturen mit den stärksten Objektiven in Frage. Gewöhnlich wird das Prisma benutzt. Es muß bei allen einschlägigen Beobachtungen im polarisierten Licht darauf geachtet werden, daß dieses Prisma nicht totalreflektierend ist, sondern daß die Reflexion an Silber erfolgt, da sonst erhebliche Fehlbeobachtungen im polarisierten Licht entstehen. Auch die Form des Prismas ist nach neueren Untersuchungen von M. Berek nicht gleichgültig. Erheblich besser als ein rechtwinkliges Prisma ist ein einseitig versilberter Glaskeil mit geringem Keilwinkel, wie in Fig. 312 dargestellt.

Der Opakilluminator ist entweder am unteren Tubusende des Mikroskops fest angebaut (Erzmikroskop, Fig. 311 b), oder läßt sich, wie die in Fig. 311 a dargestellte Ausführung, in die Objektivwechselvorrichtung

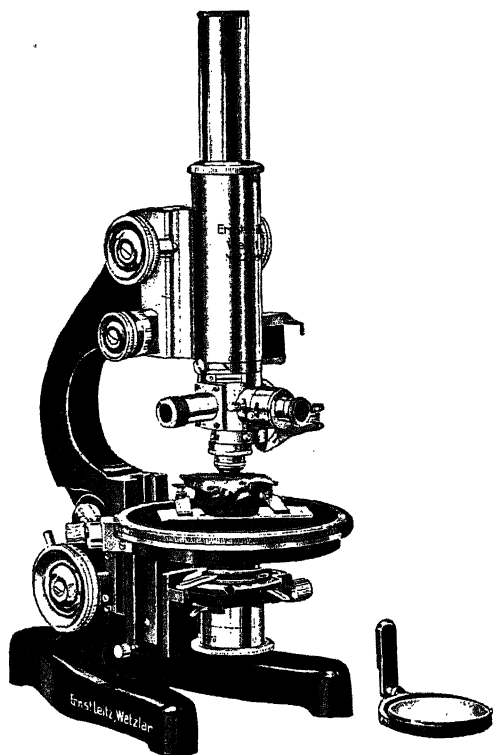



Fig. 311. b) Polarisationsmikroskop mit fest angebautem Opakilluminator und in der Höhe einstellbarem Objekttisch (Erzmikroskop). Für durchfallendes Licht wird im Opakilluminator das Glasplättchen eingeschaltet und mit seinen Flächen senkrecht zur Mikroskopachse gestellt.

eines normalen Polarisationsmikroskops einsetzen. Bei den Beobachtungen im reflektierten Licht ist es vorteilhaft, wenn das Mikroskop einen in der Höhe verstellbaren Objekttisch besitzt, weil sonst bei jeder Neufokusierung ein Nachstellen der Lichtquelle und der Beleuchtungseinrichtung notwendig sein würde. Besitzt das Stativ keinen solchen verstellbaren Objekttisch, so benutzt man den sogenannten Pilztisch nach G. Klemm (in Fig. 315 sichtbar). Er läßt sich nach Entfernung

der Kollimatorlinse und des Kondensors im Beleuchtungsapparat durch die Ausbohrung der Tischöffnung hindurch in einen in den Beleuchtungsapparat einzusetzenden Schlitten einschrauben und kann mittels der Triebbewegung des Beleuchtungsapparates bequem gehoben und gesenkt werden. Er ist drehbar und besitzt Gradteilung mit Ableseindex. Die grobe Fokusierung des Objektes wird immer mittels der Höhenverstellung des Objekttisches ausgeführt; nur zur Feineinstellung kann man sich ohne Schaden der Mikrometerbewegung des Tubus bedienen.

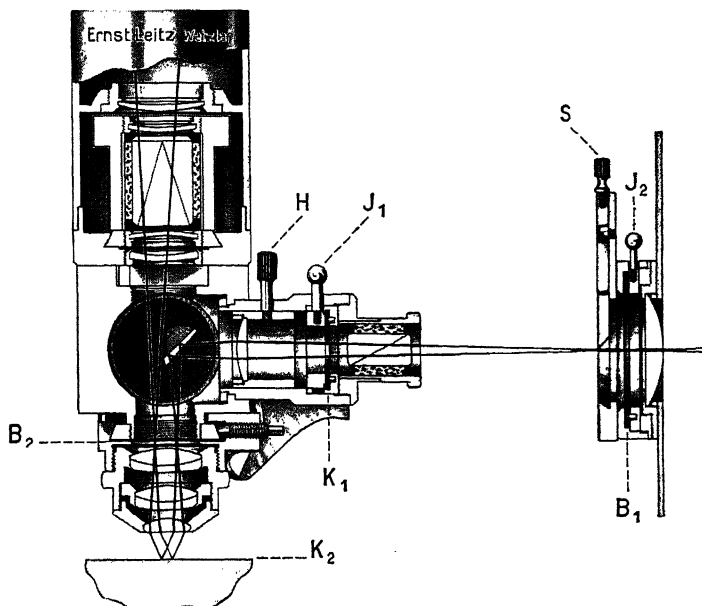



Fig. 312. Strahlengang im Opakilluminator bei Einschaltung des metallisch verspiegelten Glaskeils. I_1: Gesichtsfeldblende; ihre Ebene K_1 wird nach K_2 abgebildet. Die Scharfstellung erfolgt durch Betätigung des Hebels H. I_2: Aperturblende; ihre Ebene B_1 wird nach B_2 abgebildet. Eventuell störende Reflexe können durch Betätigung der Spaltblende S beseitigt werden; auch darf die Irisblende I_1 nicht weiter geöffnet werden, als dem Gesichtsfeld im Mikroskop entspricht.

Über die Herstellung der Anschliffe siehe Abschnitt E, S. 112. Das fertige Präparat wird mit Plastilin auf einem Objektträger befestigt und die Anschliffläche mit einer Handpresse (Fig. 205) parallel zur Auflagefläche des Objektträgers ausgerichtet. Nach Fokusierung des Anschliffes schließt man die Irisblende im Opakilluminator bis zum Anschlag. Ihr Bild wird dann durch Betätigung des Hebelchens an der

Kollimatorlinse scharf im Gesichtsfeld eingestellt und durch geringes Neigen des spiegelnden Prismas zentriert (Fig. 313). Dicht vor dem Opakilluminator stellt man ein Stativ mit Irisblende oder besser mit Spaltblende auf. Sie dient zur Begrenzung der Öffnung der einfallenden Büschel, also als Aperturblende. Über die jeweils wirksame Apertur kann man sich nach Herausnahme des Okulars durch Einblick in den

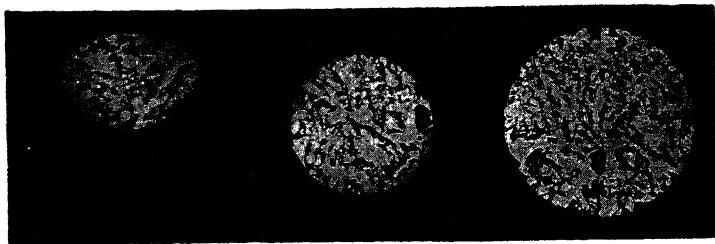



Fig. 313. Zentrierung des Bildes der Irisblende.

Tubus orientieren. Für die später zu beschreibenden Beobachtungen ist es wichtig, die Iris- bzw. Spaltblende in der Höhe so einzustellen und soweit zu schließen, daß ihr Bild nur den mittleren Teil der Objektivöffnung erfüllt (Fig. 314). Die Kollimatorlinse an der Lichtquelle muß so einstehen, daß die Lichtquelle ebenfalls in der Aperturblende abgebildet wird.

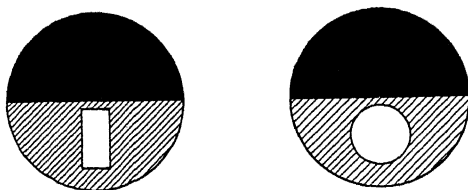



Fig. 314. Förderliche Aperturbegrenzung durch eine Spaltblende (links) oder Irisblende (rechts), die vor dem Opakilluminator aufgestellt wird. Bild beim Einblick in den Tubus nach Herausnahme des Okulars.

In die Öffnung des Opakilluminators kann ein drehbarer Polarisator eingesteckt werden. Die Kreuzung des Nicols bewirkt man durch Drehen dieses Einsteckpolarisators. Als Objekt benutzt man dabei ein isotropes Medium hoher Reflexion, z. B. die Planseite eines Mikroskopspiegels. Die grobe Fokusierung beim Wechseln der Objekte oder Objektive muß immer mittels der Höheneinstellung des Objekttisches erfolgen; andernfalls zerstört man die Justierung der Beleuchtung. Bei sehr gut auspolierten, spiegelnden Flächen macht manchesmal diese Fokusierung

Schwierigkeiten. Dann zieht man die Gesichtsfeldblende im Opakilluminator eng zu und fokusiert auf Erscheinen des Bildes dieser Blende in der Anschliffläche. Sie muß natürlich vorher richtig eingestellt worden sein.

2. Verhalten der Kristalle im reflektierten polarisierten Licht[1].

Die Erscheinungen der Reflexion sind in hohem Maße vom Polarisationszustand und vom Einfallswinkel des Lichts abhängig. Es ist daher notwendig, in dieser Hinsicht unter gut definierten Versuchsbedingungen zu arbeiten. Der Idealfall ist gegeben, wenn streng linear polarisiertes Licht senkrecht auf das Objekt einfällt. Dies läßt sich jedoch nicht vollkommen verwirklichen. Um es möglichst angenähert zu erreichen, muß man die Ausführungen im vorigen Abschnitt über die Aperturbegrenzung (Fig. 314) genau beachten.

a) Verhalten zwischen gekreuzten Nicols (Anisotropieeffekt, Innenreflexe).

Der Anisotropieeffekt tritt im allgemeinen nur bei Benutzung einer Lichtquelle hoher spezifischer Intensität, also am besten einer Bogenlampe, deutlich in Erscheinung; manchmal genügt schon eine Niedervoltlampe; aber andere Glühbirnen, auch hochkerzige, sind für die Beobachtung des Anisotropieeffektes unzureichend.

Bleibt der Anschliff während einer Umdrehung des Objekttisches in jedem Azimut dunkel, so ist er entweder isotrop oder senkrecht zur optischen Achse eines einachsigen Kristalles oder senkrecht zu einer Windungsachse eines Kristalles niederer Symmetrie orientiert. Zeigt er mit dem Azimut wechselnde Aufhellungen oder Farbänderungen, so ist er anisotrop. Eine weitergehende Diagnostik kann in diesem Falle nur dann erfolgen, wenn der Anschliff während einer vollen Umdrehung des Objekttisches vier Auslöschungslagen bzw. Stellungen kleinster Helligkeit aufweist und diese in Intervallen von genau 90° aufeinander folgen. Häufig beobachtet man, daß die Auslöschungsintervalle mehr oder weniger stark gegen 90° verschlagen. Unter Umständen sind nur zwei Auslöschungslagen deutlich unterscheidbar. Diese Erscheinungen sind nicht Kennzeichen für ein bestimmtes Mineral, sondern leiten sich aus Unvollkommenheiten der Apparatur her: Entweder besitzt nicht das spiegelnde Prisma die im Abschnitt H, II, 1, S. 233 geforderten

[1] Die in den folgenden Abschnitten beschriebenen Beobachtungen und Messungen können sowohl an vollkommen durchsichtigen wie an absorbierenden Kristallen ausgeführt werden.

Eigenschaften, oder die Orientierung der Nicols ist noch nicht einwandfrei; es genügt nämlich für die Darstellung reiner Anisotropieeffekte nicht, die Nicols genau zu kreuzen, sondern außerdem ist noch zu fordern, daß ihre Schwingungsrichtungen sehr genau parallel bzw. senkrecht zu der Haupteinfallsebene des Lichtes im spiegelnden Prisma liegen. Schon Fehler von wenigen Zehntelgraden in der geforderten Orientierung können ein Verschlagen der Auslöschungsintervalle bis zu $\pm 45^0$ verursachen, so daß die wahren Diagonallagen als Auslöschungslagen erscheinen und man zu völlig falschen Schlüssen hinsichtlich der Orientierung des optischen Bezugssystems gegen das kristallographische geführt werden kann. Mit dieser Gefahr ist um so mehr zu rechnen, je höher die Absorptionskoeffizienten des Kristalls sind. Daher sind andererseits anisotrope Kristalle mit möglichst hohen Absorptionskoeffizienten besonders dafür geeignet, die Apparatur auf die geforderten Voraussetzungen hin zu prüfen.

Leicht zu beschaffen und sehr kritisch ist Rotnickelkies. Erhält man hiermit nicht vier gleichwertige Auslöschungen in Intervallen von je 90^0, so muß man den Einsteckpolarisator ein wenig verdrehen und dann mit Hilfe eines isotropen Kristalls den Analysator bis zur besten Verdunkelung nachstellen. Hierauf prüft man wieder die Auslöschungen des Rotnickelkieses. Man erkennt dann, ob die Nachjustierung des Polarisators im richtigen oder falschen Sinne erfolgt ist und verfährt immer unter Ausführung kleiner, zuletzt kleinster Korrekturen entsprechend weiter, bis man nach einigen Wiederholungen des Vorganges vier gleichwertige Azimute kleinster Helligkeit in Intervallen von annähernd je 90^0 beobachtet. Damit diese für Rotnickelkies um nicht mehr als $\pm 2^0$ bis $\pm 3^0$ gegen 90^0 verschlagen, dürfen die Schwingungsrichtungen der Nicols noch nicht $0{,}1^0$ von der geforderten Orientierung abweichen. Hat man die Justierung der Nicols soweit durchgeführt, so wird man auch an anderen Mineralien kaum je Anomalien beobachten.

Das Azimut der Dunkelstellung bzw. der minimalsten Aufhellung, bezogen auf eine kristallographisch gekennzeichnete Richtung in der Anschlifffläche kann (wie im durchfallenden Licht) als „Auslöschungswinkel" bezeichnet und diagnostisch verwertet werden.

Weitere Feinheiten der Erscheinungen ergeben sich aus der Formel, welche die Theorie des Anisotropieeffektes beschreibt. Bei senkrechtem Lichteinfall auf einen anisotropen Anschliff ist die Intensität zwischen gekreuzten Nicols, in Bruchteilen der einfallenden:

$$\mathfrak{R}_{+} = (\sin^2 2\psi + \mathrm{tg}^2 2\vartheta)\, f$$

$$\text{40)} \qquad \text{und } f = n_0^2 \frac{(n_1 - n_2)^2 + (n_1 \varkappa_1 - n_2 \varkappa_2)^2}{\{(n_0 + n_1)^2 + n_1^2 \varkappa_1^2\}\{(n_0 + n_2)^2 + n_2^2 \varkappa_2^2\}}$$

ψ bedeutet das auf die Schwingungsrichtung des Polarisators bezogene Azimut einer linearen bzw. der Hauptachse einer elliptischen Schwingung im Anschliff für das eindringende Licht; durch ϑ wird die Elliptizität der Schwingungen im Anschliff ebenfalls für das eindringende Licht beschrieben, indem das Hauptachsenverhältnis einer elliptischen Schwingung $a:b = \operatorname{tg}\vartheta$ gesetzt ist; n_0 ist der Brechungsindex des Mediums zwischen Anschlifffläche und Objektiv; n_1, $\varkappa_1$, n_2, $\varkappa_2$ sind die Brechungsindices bzw. Absorptionsindices des Kristalles in Richtung der Anschliffnormale.

Die Bedeutung des Faktors f ist eine sehr anschauliche: In den Normallagen des Anschliffes ($\psi = 0, 90^0 \ldots$) wird die Intensität ein Minimum, nämlich

41) $$\mathfrak{R}_{+\,\min} = f \operatorname{tg}^2 2\vartheta,$$

in den Diagonallagen ($\psi = \pm 45^0$) ein Maximum, nämlich

42) $$\mathfrak{R}_{+\,\max} = f(1 + \operatorname{tg}^2 2\vartheta)$$

Die Differenz $\mathfrak{R}_{+\,\max} - \mathfrak{R}_{+\,\min} = f$ gibt also die maximalen Helligkeitsunterschiede, die während einer vollen Umdrehung des Anschliffes zu beobachten sind; der Faktor f kennzeichnet demnach die Stärke des Anisotropieeffektes. Er ist um so höher, je größer die Doppelbrechung $n_1 - n_2$ und je stärker der Dichroismus $n_1\varkappa_1 - n_2\varkappa_2$ ist. Der Anisotropieeffekt ist Null, wenn $n_1 = n_2$ und gleichzeitig $n_1\varkappa_1 = n_2\varkappa_2$ ist, d. h. für isotrope Kristalle, ferner für einachsige in Richtung der optischen Achse und für Kristalle niederer Symmetrie in Richtung der vier Windungsachsen.

Die nähere Untersuchung des Faktors f läßt erkennen, daß mit steigendem n_0 der Wert von f wächst, und zwar relativ um so mehr, je höher die Absorptionskoeffizienten $n\varkappa$ sind. Das bedeutet, daß mit einer Steigerung der Brechungsindex zwischen Anschliff und Objektiv, z. B. beim Übergang von Trocken- zu Immersionssystemen, die Anisotropieeffekte stärker werden, und dies um so mehr, je höher die Absorptionskoeffizienten des Kristalls sind. Man ist also aus der wechselweisen Beobachtung der Anisotropieeffekte in Luft und Öl in der Lage, qualitative Angaben über die Höhe der Absorptionskoeffizienten zu machen.

Aus der Beziehung 41) ist noch ersichtlich, daß vollständige Auslöschung in den Normallagen auch für einfarbiges Licht nur dann eintritt, wenn die in den Schliff eindringenden Wellen linear polarisiert sind ($\vartheta = 0$), also nur für einachsige Kristalle bei jeder Lage der Anschlifffläche, dagegen für Kristalle niederer Symmetrie nur bei bevorzugten Lagen der Anschlifffläche.

Bei der Deutung von Farberscheinungen in den Anisotropieeffekten für weißes Licht muß man sehr vorsichtig sein. Typische Farbumschläge bei Drehung des Objekttisches, hauptsächlich in der Nachbarschaft der Normallagen, können theoretisch nur auftreten, wenn die Polarisationsrichtungen ψ in der Anschliffläche dispergiert sind, also nur bei Kristallen niederer Symmetrie. Beobachtet man deutliche Farbumschläge auch bei Kristallen höherer Symmetrie, so darf man hieraus nicht auf Anomalien der Kristalle schließen, vielmehr sind solche Erscheinungen auf kleine, oft winzige Restfehler in der Orientierung der Nicols und darauf zurückzuführen, daß dem einfallenden Licht Spuren elliptisch polarisierten Lichts beigemischt sind.

Spaltrisse, Korngrenzen, Schleifspuren beugen das Licht ab und werden hierdurch sichtbar, wenn sie senkrecht zur Einfallsebene orientiert sind. Liegen solche Elemente parallel und sehr dicht, so tritt in Intervallen von 180° Drehung des Objekttisches deutliche Aufhellung der Anschliffläche auf, die aber mit Anisotropieeffekten nichts zu tun hat.

Ist die Absorption der Kristalle nicht sehr hoch, so kann man häufig Innenreflexe im Anschliff beobachten. Sie treten besonders deutlich auf bei Benutzung von Immersionsobjektiven an Kristallgrenzen, Spaltrissen, Bruchflächen usw. zwischen gekreuzten Nicols. Die Farbe dieser Reflexe ist die eigentliche Mineralfarbe (Erkennungsmerkmal); an stark doppelbrechenden Kristallen sieht man die Innenreflexe und ihre Grenzen häufig doppelt.

b) Verhalten bei Anwendung eines Nicols (Bireflexion).

Das Studium des Dichroismus im durchfallenden Licht kann sowohl mit dem Polarisator wie mit dem Analysator erfolgen. Das Verhalten bei Anwendung nur eines Nicols im reflektierten Licht dagegen muß immer mit dem Polarisator, nicht mit dem Analysator, untersucht werden. Schon dieser äußerliche Umstand läßt erkennen, daß es sich bei solchen Beobachtungen im reflektierten Licht um andere Erscheinungen handelt als im durchfallenden. Es ist daher angebracht, zur Unterscheidung von Dichroismus hier eine neue Bezeichnung zu benutzen, nämlich das Wort „Bireflexion“. Es läßt sich das auch sachlich begründen:

Der Dichroismus im durchfallenden Licht ist im wesentlichen durch die verschiedene Absorption beider Wellen bedingt. Die Bireflexion im reflektierten Licht dagegen wird sowohl durch die Doppelbrechung als auch durch die Absorption verursacht. Es zeigen selbst vollkommen durchsichtige Kristalle (z. B. Kalkspat) im reflektierten Licht ausgeprägte Bireflexion, deutlicher als manche stark dichroitischen Kristalle; die Wahrnehmbarkeit der Bireflexion wird in diesem Falle allein durch die starke Doppelbrechung bedingt.

Die bei Anwendung nur eines Nicols auftretenden Intensitäten sind 100- bis 1000mal größer als für gekreuzte Nicols. Daher sind zur Beobachtung der Bireflexion Lichtquellen mäßiger Intensität vorzuziehen, bzw. muß das Licht einer Bogenlampe durch Mattscheiben stark abgedämpft werden. Wie beim Anisotropieeffekt ist es auch hier wichtig, mit kleiner Beleuchtungsapertur zu arbeiten. Dagegen ist die Orientierung des Polarisators gar nicht kritisch. Es genügt, ihn mit seiner Schwingungsrichtung annähernd parallel oder senkrecht zur Haupteinfallsebene des Opakilluminators zu stellen.

Zeigt der Anschliff bei Drehung des Objekttisches keine Intensitätsveränderungen, so ist der Kristall isotrop oder der Anschliff liegt senkrecht zur optischen Achse eines einachsigen Minerals oder senkrecht zu einer Windungsachse eines Kristalles niederer Symmetrie. Treten dagegen in Intervallen von je 90° wechselnd maximale und minimale Intensität auf (oft nur sehr schwach ausgeprägt), so ist der Kristall anisotrop. Man kann also durch Beobachtung der Bireflexion den aus dem Anisotropieeffekt hinsichtlich der optischen Symmetrie abgeleiteten Befund nochmals unabhängig prüfen.

Die theoretische Darstellung der mit einem Nicol im reflektierten Licht beobachtbaren Erscheinungen in ausführlicher und allgemeiner Darstellung ist recht kompliziert. Wir teilen daher nur die Formeln mit, welche gelten, wenn die in den Kristall in Richtung der Anschliffnormale eindringenden Wellen linear polarisiert sind oder langgestreckte Schwingungsellipsen haben. Dieser Fall ist der häufigste. Dann ist die Intensität des reflektierten Lichtes, in Bruchteilen des einfallenden ausgedrückt, bei Benutzung des Polarisators allein gegeben durch:

$$43)\quad \mathfrak{R} = \frac{(n_0 - n_1)^2 + n_1^2 \varkappa_1^2}{(n_0 + n_1)^2 + n_1^2 \varkappa_1^2} \cos^2 \psi_1 + \frac{(n_0 - n_2)^2 + n_2^2 \varkappa_2^2}{(n_0 + n_2)^2 + n_2^2 \varkappa_2^2} \cos^2 \psi_2,$$

wo ψ_1 und ψ_2 die Azimute der beiden Schwingungen im Kristall gegen die des Polarisators bedeuten. Je nachdem, ob das Azimut ψ_1 oder $\psi_2 = 0$ ist, erhält man

$$44)\quad \begin{aligned} \mathfrak{R}_1 &\quad \frac{(n_0 - n_1)^2 + n_1^2 \varkappa_1^2}{(n_0 + n_1)^2 + n_1^2 \varkappa_1^2} \\ \mathfrak{R}_2 &\quad \frac{(n_0 - n_2)^2 + n_2^2 \varkappa_2^2}{(n_0 + n_2)^2 + n_2^2 \varkappa_2^2} \end{aligned}$$

Diese Extremwerte der Intensität, welche in Intervallen von 90° bei Drehung des Objekttisches wechselnd auftreten, heißen die *uniradialen Reflexionen* des Anschliffes; der maximale Intensitätsunterschied, also

$$45)\quad \Delta\mathfrak{R} = \left| \mathfrak{R}_1 - \mathfrak{R}_2 \right|$$

ist die Bireflexion. Die mittlere Intensität

$$\overline{\mathfrak{R}} = \frac{1}{2}(\mathfrak{R}_1 + \mathfrak{R}_2) \tag{46}$$

wird als Reflexionsvermögen schlechthin bezeichnet.

Wie ersichtlich, hängen alle diese Parameter nicht unwesentlich von dem Brechungsindex zwischen Anschliff und Objektiv ab. Es werden also sowohl die Intensitäten der einzelnen Reflexionen, als auch ihr Farbcharakter beim Übergang von Trockensystemen zu Immersionssystemen im allgemeinen verändert. So ist z. B. das Reflexionsvermögen $\overline{\mathfrak{R}}$ gegen Öl immer niedriger als gegen Luft und dies im allgemeinen um so mehr, je kleiner die Absorptionskoeffizienten sind. Die kombinierte Beobachtung des Anisotropieeffektes, der Bireflexion und des Reflexionsvermögens gegen Öl und Luft ist für die Diagnostik wichtig und erlaubt Schlüsse auf die Größe der Absorptionskoeffizienten zu ziehen.

3. Messung des Reflexionsvermögens.

Wie jeder optische Parameter, so ändert auch das Reflexionsvermögen anisotroper Kristalle mit der Orientierung der Anschliffrichtung gegen das Achsensystem seinen Wert; aber diese Variation ist zumeist gering. Eine Ablehnung der diagnostischen Verwertung dieses Parameters wäre ebenso wenig stichhaltig, wie etwa das Verwerfen der Einbettungsmethode zur Bestimmung der Lichtbrechung aus dem Grunde, weil die Brechungsindices mit der optischen Orientierung wechseln. In den Fällen, wo Mineralien mit nahezu übereinstimmendem Reflexionsvermögen zu unterscheiden sind, berücksichtigt man entweder das Reflexionsvermögen für zwei oder drei verschiedene Lichtarten, oder man bestimmt außer der Reflexion gegen Luft noch die gegen Öl. Es kann nämlich ein und derselbe Wert des Reflexionsvermögens gegen Luft durch sehr verschiedenartige Kombinationen der Brechungsindices und Absorptionskoeffizienten zustande kommen. Wenn also zwei Mineralien gleiches Reflexionsvermögen gegen Luft haben, so brauchen sie deshalb noch nicht in ihren Brechungsindices und Absorptionskoeffizienten übereinzustimmen. Durch die Anwendung von Öl neben Luft als Einfallsmedium werden daher zwei Mineralien mit gleichem Reflexionsvermögen gegen Luft immer unterschieden werden können, sofern sie nicht in den Brechungsindices und gleichzeitig in den Absorptionskoeffizienten übereinstimmen.

Das Reflexionsvermögen ist physikalisch für senkrechten Lichteinfall definiert. Die mikroskopischen Messungen müssen also dem Rechnung tragen. Das ist bei dem folgenden Verfahren so gut wie vollkommen der Fall.

Das im wesentlichen schon S. 231 beschriebene Mikrophotometer von M. Berek kann auch für den vorliegenden Zweck benutzt werden, und zwar in Verbindung mit einem Opakilluminator. Der Ansatzstutzen, welcher die Strahlengangsteilung enthält, läßt sich am Eintrittsrohr des Opakilluminators befestigen. Die Aufstellung des Photometers mit Spalt und Lampe zeigt Fig. 315, einen Querschnitt Fig. 316. Zur Beleuchtung

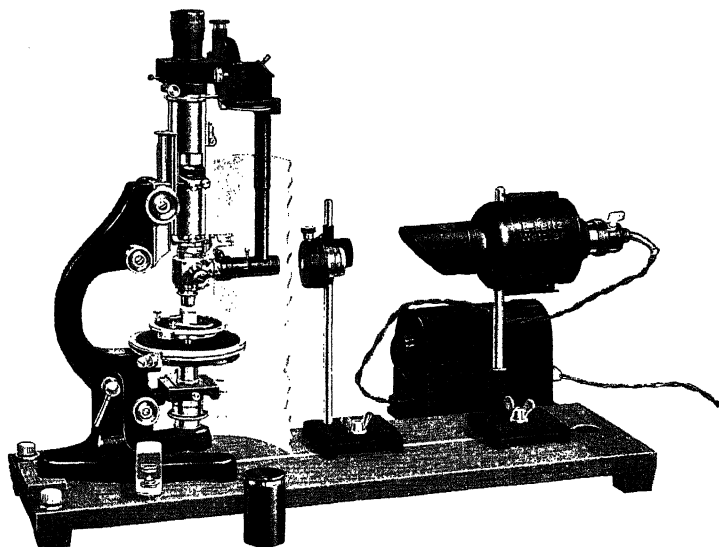



Fig. 315. Einrichtung für die Messung des Reflexionsvermögens mit dem Mikroskop (nach M. Berek). Polarisationsmikroskop mit eingesetztem, in der Höhe verstellbarem Pilztisch, Opakilluminator, Mikrophotometer und davor aufgestellter regulierbarer Aperturspaltblende. Vor dem Brett die Hilfslupe für die Zentrierung.

verwendet man am besten eine Niedervoltlampe, bei welcher zwischen Leuchtfaden und Kollimator eine Mattscheibe eingeschaltet wird. Die Lampe wird durch einen zwischengegliederten Regulierwiderstand an das Leitungsnetz angeschaltet. Bogenlicht ist weniger geeignet. In die Öffnung der Spaltfassung am Blendenstativ lassen sich Lichtfilter einsetzen; auch kann man das Stativ mit Spalt durch den Austrittsspalt eines Monochromators ersetzen. Zur Justierung der Anordnung dient eine auf das Okular aufsetzbare Hilfslupe.

Justierung. Zunächst wird der Opakilluminator justiert und das Objektiv zentriert, wie bereits in Abschnitt II, 1 beschrieben wurde. Der zum Opakilluminator gehörige Polarisator wird aus der Hülse ent-

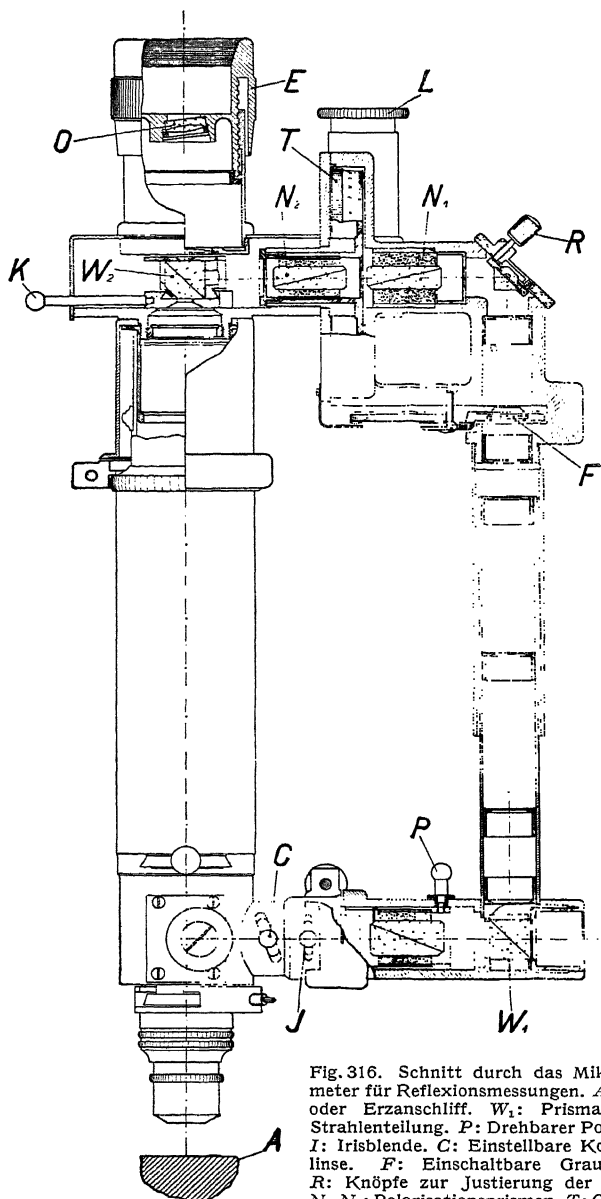



Fig. 316. Schnitt durch das Mikrophotometer für Reflexionsmessungen. A: Metall- oder Erzanschliff. W_1: Prisma für die Strahlenteilung. P: Drehbarer Polarisator. I: Irisblende. C: Einstellbare Kollimatorlinse. F: Einschaltbare Grauscheiben. R: Knöpfe zur Justierung der Pupillen. N_1, N_2: Polarisationsprismen. T: Gradkreis, verbunden mit dem drehbaren Nicol N_2. L: Ableselupe. W_2: Vergleichsprisma. K: Knopf zum Ausschalten des Vergleichsprismas. O: Okular. E: Okulareinstellung.

fernt, da der Ansatzstutzen des Photometers schon einen Polarisator enthält. Man befestigt zunächst diesen Stutzen an dem Eintrittsrohr des Opakilluminators; auch das Mikroskopokular wird entfernt und der Tubus des Mikroskops, wenn er ausziehbar ist, zusammengeschoben; dann wird der Kopf des Photometers am Mikroskop befestigt. Man fokusiert die Hilfslupe auf die beiden Austrittspupillen des Photometers und zentriert diese zueinander grob durch Ausrichten des Photometerkopfes und schließlich fein mittels der Justierknöpfe bei R in Fig. 316. Der Spalt vor dem Opakilluminator wird so eingestellt und nur so weit geöffnet, daß die Austrittspupillen, mit der Hilfslupe betrachtet, das in Fig. 317 dargestellte symmetrische Bild zeigen. Es empfiehlt sich, die Justierung der Apparatur von Zeit zu Zeit auch während der Messungen durch Aufsetzen der Hilfslupe zu kontrollieren. Dreht man den Objekttisch, so dürfen dabei die beiden Pupillen nicht gegeneinander pendeln. Tun sie es in merklichem Maße doch, so ist der Anschliff auf seiner Unterlage nicht ausgerichtet; der Fehler muß durch erneute Orientierung des Anschliffes mittels der Handpresse berichtigt werden. Beim Wechseln der Objektive wird außer deren eventuellen Zentrierung an der Justierung der Apparatur nichts verändert.

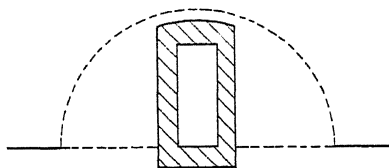



Fig. 317. Bild der richtig zentrierten Austrittspupillen, sichtbar bei aufgesetzter Hilfslupe und genügend geschlossener Spaltblende. Der große Kreis bedeutet die Spur der durch das Prisma im Opakilluminator nicht verdeckten halben Öffnung des Objektivs.

Bei den Eichungen und Messungen müssen besonders folgende Punkte beachtet werden: Die Irisblende *I* im Opakilluminator muß immer bis zum Anschlag geschlossen und das Objekt gegen Seitenlicht gut abgeschirmt sein. Durch Regulierung des Lampenwiderstandes sorge man für eine den Halbschatteneinstellungen günstige, geringe Helligkeit, bei welcher die Einstellungen genauer werden als bei einer großen. Die Regulierung der Lampenhelligkeit kann auch während der Messungen erfolgen, da hierdurch keine Verlagerung der Ablesungen eintritt. Das Objekt darf niemals grob defokusiert sein. An sehr gut auspolierten Anschliffen erkennt man die Fokusierung an dem Erscheinen des scharfen Bildes der Irisblende.

Zur Prüfung der Nullage des Nicols N_2 benutzt man am besten ein schwach reflektierendes Medium, z. B. eine Glasplatte als Objekt. Sind damit die Abweichungen der Halbschatteneinstellungen links und

rechts vom Nullindex des Meßkreises σ_l und σ_r, so ist die wahre Nullage des Nicols

47) $$\varepsilon = \frac{\sigma_l - \sigma_r}{2}$$

Dieser Betrag ergibt sich in der Regel so klein, daß er vernachlässigt werden kann.

Eichung. Es empfiehlt sich nach den eingehenden Untersuchungen von A. Cissarz, dafür einen polierten Anschliff von Bleiglanz zu verwenden. Die verschiedenen Vorkommen unterscheiden sich praktisch so gut wie nicht, auch ist das Reflexionsvermögen gegen Luft und Öl in sehr weiten Grenzen unempfindlich gegen Verschiedenheiten im Schleif- und Polierprozeß. Das Reflexionsvermögen einer frischen Spaltfläche ist zwar etwas höher, aber sehr veränderlich. Die Eichwerte für polierte Anschliffe sind:

	grün (*E*)	orange (*D*)	rot (*C*)
$\overline{\mathfrak{R}}_0$ (Luft)	43,3 %	41,6 %	40,1 %
$\overline{\mathfrak{R}}_0$ (Zedernholzöl) . . .	28,8 %	27,1 %	25,9 %

Diese Zahlen sind auf 0,2 % genau. Bei den Eichungen (und auch bei den Messungen) muß der Tubusanalysator ausgeschaltet sein und der Polarisator in der 45°-Stellung stehen, die Anschliffläche ist genau zu fokusieren, die Irisblende im Opakilluminator bis zum Anschlag zu schließen. Die Eichung ist für jedes Lichtfilter zu erneuern, ebenso beim Wechseln der Objektive. Man nimmt das Mittel aus etwa 10 Ablesungen als Eichwert σ_0.

Messung. Zunächst muß man untersuchen, ob der Kristall Bireflexion oder Anisotropieeffekt zeigt. Hierbei muß der Polarisator im 0°- oder 90°-Azimut zur Haupteinfallsebene stehen.

a) Ist Bireflexion oder Anisotropieeffekt nicht feststellbar, so kann das Reflexionsvermögen in jedem beliebigen Azimut des Drehtisches gemessen werden. Nur ist vor dieser Messung der Polarisator in die 45°-Stellung zu bringen und der Analysator auszuschalten.

b) Zeigt der Anschliff deutlich Bireflexion oder Anisotropieeffekt, so wird er in ein Azimut eingestellt, das mit einer Auslöschungslage zwischen gekreuzten Nicols identisch ist, hierauf der Polarisator in die 45°-Stellung zur Haupteinfallsebene gedreht und der Analysator ausgeschaltet.

Das Reflexionsvermögen ergibt sich in beiden Fällen mit Hilfe der Formel:

48) $$\overline{\mathfrak{R}} \quad \left\{\frac{\sin\sigma}{\sin\sigma_0}\right\}^2 \overline{\mathfrak{R}}_0$$

wobei sich der Index $_0$ auf die Eichwerte bezieht. Zur leichteren Auswertung kann man geeignete Tabellen oder Diagramme benutzen.

Die Messungen des Reflexionsvermögens mittels einer Photozelle leiden zumeist unter dem starken Einfluß von Fehlerquellen.

4. Messung der Bireflexion und der uniradialen Reflexionen.

Diese Messung ist etwas komplizierter, auch lohnt es sich nur, sie an orientierten Anschliffen vorzunehmen, da die Bireflexion und die uniradialen Reflexionen in der Regel eine stärkere Variation mit der Anschliffrichtung besitzen. Hierbei wird der Polarisator nicht in der 45°-Stellung gebraucht, sondern es werden vier Messungen ausgeführt, wobei die Polarisatorazimute 0° und 90° zur Haupteinfallsebene mit den beiden Auslöschungslagen des Anschliffes wechselweise kombiniert werden. Man halte sich dabei streng an folgendes Schema:

Der Anschliff wird zwischen gekreuzten Nicols in eine Auslöschungslage gebracht und nach Ausschaltung des Analysators photometriert; die Ablesung am Meßkreis sei σ_1. Hierauf wird der Objekttisch um 90° gedreht und wieder photometriert; die Ablesung sei σ_2. Dann wird der Polarisator um 90° gedreht, aber der Objekttisch bleibt, wie eben benutzt, stehen; die Ablesung sei σ_3. Schließlich wird nochmals nur der Objekttisch um 90° gedreht, also in seine ursprüngliche Lage zurückgeführt; die Ablesung sei σ_4. Mit Hilfe der Winkel σ_ν berechnet man die Hilfsgrößen

$$49)\qquad q_{1,2} = \frac{\sin\sigma_2}{\sin\sigma_1}\,, \qquad q_{3,4} = \frac{\sin\sigma_4}{\sin\sigma_3}\,.$$

Hat man noch das Reflexionsvermögen $\overline{\mathfrak{R}}$ nach dem in Abschnitt II, 3 beschriebenen Verfahren gemessen, so berechnet sich die Bireflexion aus:

$$50)\qquad \Delta\,\mathfrak{R} = \frac{(q_{1,2}-1)\,(q_{3,4}-1)}{q_{1,2}\cdot q_{3,4}-1}\cdot\overline{\mathfrak{R}}$$

und die beiden uniradialen Reflexionen nach

$$51)\qquad \mathfrak{R}_h = \overline{\mathfrak{R}} \pm \tfrac{1}{2}\,\Delta\,\mathfrak{R}; \quad h = 1, 2.$$

Für die Diagnostik der Erzmineralien auf Grund des Reflexionsvermögens und der Bireflexion haben H. Schneiderhöhn und P. Ramdohr ausführliche Tabellen zusammengestellt (Gebrüder Bornträger, Berlin 1931).

5. Entwicklung der Struktur durch Ätzung.

Reicht die Anwendung polarisierten Lichts für polierte Anschliffe zur Beobachtung der Gefügearten nicht aus, so lassen sich diese Eigenschaften durch geeignete Ätzmittel verdeutlichen bzw. herausentwickeln. Auf die

Weise können sich Zwillingslamellen, Zonarstrukturen, Verschiedenheiten der Flächenkorrosion, Korngrenzen und Deformationen herausheben. Der Effekt der Ätzmittel wechselt in hohem Maße; hinsichtlich der einschlägigen, näheren Umstände sei auf die für die Erzmineralien spezifizierten Ausführungen in H. Schneiderhöhn und P. Ramdohr, Lehrbuch der Erzmikroskopie (II. Band, Gebr. Bornträger, 1931, Berlin) verwiesen.

Auch die im folgenden Abschnitt behandelten Dunkelfeldmethoden im auffallenden Licht (Ultropak) sind für die Erforschung der Struktureigenschaften an geätzten und ungeätzten Anschliffen zumeist mit gutem Erfolg zu benutzen.

I. Dunkelfeldbeleuchtung. — Luminiszenz.

Während bei Hellfeldbeleuchtung, d. h. in direktem, durchfallenden oder reflektierten Licht die hier in Frage kommenden Objekte vornehmlich durch unterschiedliche Absorption, Reflexion und Doppelbrechung erkannt und unterschieden werden, treten bei Dunkelfeldbeleuchtung hauptsächlich die Strukturgrenzen durch das an ihnen gebeugte Licht heraus; gleicherweise werden die sonst schwer erkennbaren Einschlüsse deutlich. Die Dunkelfeldbeleuchtung kann durch- oder auffallend sein.

Zur Erzeugung von Dunkelfeldbeleuchtung im durchfallenden Licht benutzt man sogenannte Dunkelfeld- oder Ultrakondensoren. Diese Bezeichnungen charakterisieren nicht verschiedene Kondensorarten, vielmehr handelt es sich um eine verschiedene Kennzeich-

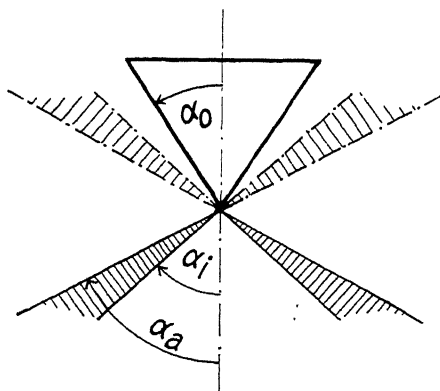



Fig. 318. Innere ($A_i = n \sin \alpha_i$) und äußere ($A_a = n \sin \alpha_a$) Grenzapertur der Dunkelfeldbeleuchtung und Apertur der Beobachtung (Objektivapertur $A_0 = n \sin \alpha_0$).

nung der Objekte: Man nennt die Beobachtung eine Dunkelfeldbeobachtung, wenn das Objektdetail oberhalb der Auflösungsgrenze des Mikroskops liegt, andererseits ultramikroskopische Beobachtung, wenn es sich lediglich um die Sichtbarmachung von Elementen handelt, deren Dimensionen in jeder Richtung unterhalb der Auflösungsgrenze des Mikroskops liegen. In der Regel ist das Gesehene gleichzeitig Dunkelfeldbeobachtung für einen Teil des Objektes und ultramikroskopische Beobachtung für den anderen Teil.

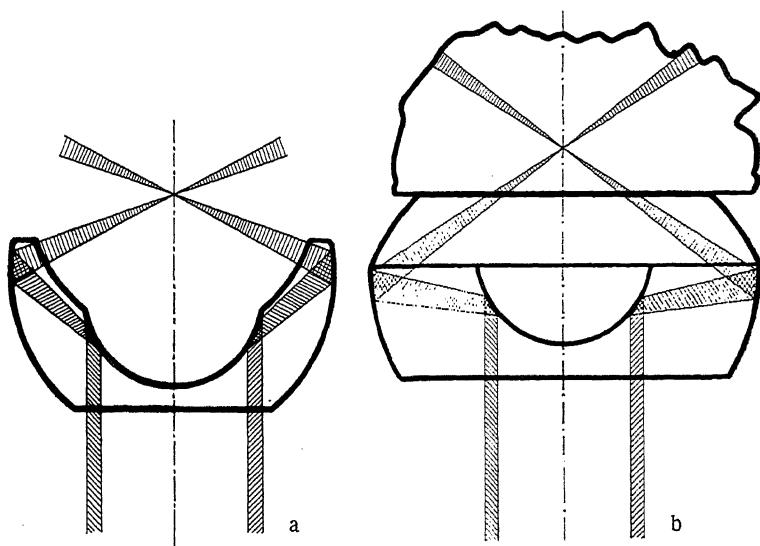



Fig. 319. Dunkelfeld- und Ultrakondensoren: a) für schwächere und starke Trockensysteme; b) für Immersionssysteme.

Die Dunkelfeldkondensoren liefern eine Beleuchtung innerhalb eines Hohlkegels, der von einer inneren Grenzapertur A_i bis zu einer äußeren A_a reicht (Fig. 318). Die Objektivapertur A_0 muß niedriger gewählt werden als die innere Grenzapertur des Kondensors. Fig. 319 zeigt Ausführungsformen von Dunkelfeldkondensoren, und zwar a) für schwächere und starke Trockensysteme, b) für Immersionen. Bei Benutzung dieser Kondensoren muß natürlich der übliche Beleuchtungsapparat des Mikroskops entfernt werden. Sehr wichtig ist eine peinliche Einstellung der Beleuchtung. Man bildet die Lichtquelle auf dem Planspiegel oder noch besser zwischen Planspiegel und Kondensor ab, fokusiert dann das Objekt zunächst mit einem ganz schwachen Objektiv

und justiert den Planspiegel und Dunkelfeldkondensor so aus, daß nur eine kleine Kreisfläche im Sehfeld intensiv und gleichmäßig erleuchtet ist. Dann erst geht man zur Beobachtung mit Hilfe eines stärkeren Objektivs über. Ist das Sehfeld nicht ganz ausgeleuchtet, so stellt man vor dem Mikroskopspiegel eine schwach geölte Mattscheibe auf. Objektträger und Deckgläser müssen sehr sauber sein. Die Benutzung eines Polarisators in Verbindung mit dem Dunkelfeldkondensor für durchfallendes Licht hat keinen großen Wert (S. 172).

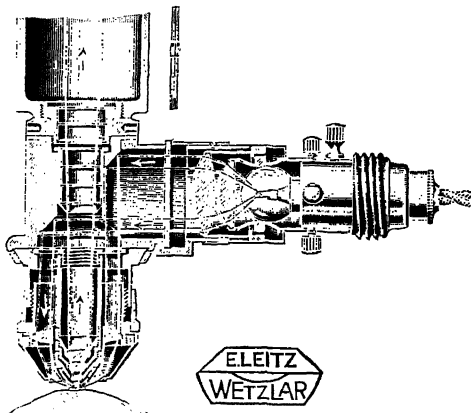



Fig. 320. Strahlengang im Ultropak (Dunkelfeld- und Ultrabeleuchtung mit auffallendem Licht).

In den meisten Fällen viel ausgiebiger ist die Dunkelfeldbeleuchtung mit auffallendem Licht. Eine hierfür geeignete Ausführung ist der sogenannte Ultropak (Fig. 320). Er stellt die besonders zweckmäßige Kombination eines Dunkelfeldkondensors (als Linsen- oder Spiegelkondensor ausgebildet) mit dem Opakilluminator dar. Zur völligen Ausschaltung aller Reflexe ist die Anwendung gekreuzter Nicols in Verbindung mit dem Ultropak außerordentlich vorteilhaft (Fig. 321). Auch das Gipsplättchen Rot I. Ordnung ist oft mit Erfolg anwendbar. Je nach der Einstellung des Kondensors kann Oberflächen- oder Tiefenbeleuchtung im Objekt erzeugt werden. Fig. 322 zeigt eine mit diesem Apparat gewonnene mikrophotographische Aufnahme. Der Ultropak ist für Dünnschliffe und Anschliffe anwendbar; das Objekt kann mit ihm sogar auf seiner natürlichen Bruchstelle, also ohne Herstellung eines Anschliffes, untersucht werden.

Luminiszenz. Manche Kristalle zeigen bei Bestrahlung mit ultraviolettem Licht lebhafte farbige Luminiszenzen, so daß sie mit Hilfe

dieser Erscheinung besonders schnell und leicht diagnostiziert werden können. Die Luminiszenz läßt sich im Mikroskop am einwandfreiesten bei Dunkelfeldbeleuchtung im auffallenden Licht, also mit

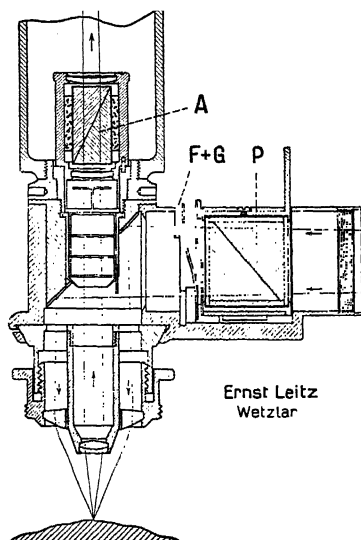



Fig. 321. Ultropak für Ultrabeleuchtung mit polarisiertem Licht. Zwischen Polarisator und Ultropak kann ein Gipsblättchen eingeschaltet werden.

Hilfe des Ultropaks beobachten. Fig. 323 zeigt die Lichtquelle, eine in lichtdichtem Gehäuse befindliche Bogenlampe mit Hartglaskollimator, vor ihr eine mit 10%iger Kupfersulfatlösung befindliche Küvette von mehreren Zentimetern Dicke, davor zum Abschluß eine Filterscheibe aus sogenanntem U.G.-Glas von Schott und Gen. Auf das Mikroskopokular wird ein U.V.-Schutzfilter aufgelegt. Da das U.G.-Glas kurzwellige Strahlen unter zirka 350 $m\mu$ nicht mehr nennenswert durchläßt, so braucht kein Teil der Beleuchtungsoptik aus Quarz oder Quarzglas zu bestehen; das übliche Kronglas ist für den hier in Frage kommenden Strahlungsbereich durchlässig genug. Auch genügt es, die Bogenlampe mit gewöhnlichen Kohlen zu brennen. Das Kupfersulfatfilter hat den Zweck, die vom U.G.-Glas durchgelassene Rotstrahlung

Fig. 322. Einschlüsse in Glimmer (Aufnahme mit Ultropak).

zu beseitigen. Durch das U.V.-Schutzfilter wird die U.V.-Strahlung und die noch vom U.G.-Filter durchgelassene violette Strahlung vom Auge ferngehalten. Um eine einwandlfeie Luminiszenz der Objekte zu be-

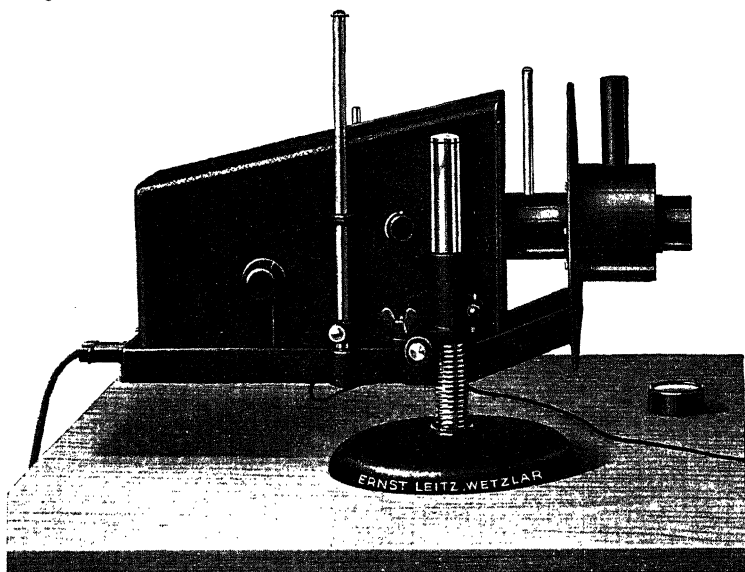



Fig. 323. Luminiszenzlampe für Bestrahlung mit ultraviolettem Licht.

obachten, ist Bedingung, daß nicht luminiszierende Objekte im Mikroskop völlig schwarz erscheinen müssen.

Luminiszenzbeobachtungen sind sowohl am rohen Handstück, wie an Körnern und Lösungen ausführbar.

K. Mikrophotographie.

1. Allgemeines.

Die Mikrophotographie im polarisierten Licht führt häufig deshalb zu nicht zufriedenstellenden Ergebnissen, weil man nicht beachtet, daß durch die photographische Platte die Kontraste der Polarisationsfarben im Schwarzweißbild nur sehr wenig differenziert wiedergegeben werden. Zudem verleitet gerade die subjektive Verdeutlichung der Kontraste zufolge der Farbigkeit der Erscheinungen dazu, der Fokusierung nicht diejenige peinliche Aufmerksamkeit zuteil werden zu lassen, welche eine

gute Mikrophotographie erfordert. Es ist daher dringend anzuraten, für Aufnahmen, namentlich im polarisierten Licht, gut definierte einfarbige Lichtfilter zu benutzen und jeweils solche auszuwählen, die auch schon bei subjektiver Beobachtung die Elemente, auf deren Wiedergabe es in erster Linie ankommt, am kontrastreichsten darstellen. Die Fokusierung ist bei voller Beleuchtungsapertur sorgfältig vorzunehmen. Hierauf ist ganz besonderes Gewicht zu legen, da bei der subjektiven Einstellung die Fokustiefe leicht durch das Spiel der Akkommodation (siehe S. 105) erheblich vergrößert erscheint und Scharfstellung vortäuscht, während die Aufnahme hinterher sich als unscharf erweist. Zufolge der üblichen Dicke der Dünnschliffe reicht außer bei den schwächsten Vergrößerungen die Fokustiefe nicht aus, um den ganzen Tiefenbereich des Schliffes gleichzeitig scharf darzustellen. Durch Abblendung der Beleuchtungsapertur kann man dies verbessern. Aber man darf hierin nicht zu weit gehen, da sonst die deutlicher werdenden Diffraktionserscheinungen die Ähnlichkeit der Abbildung stark beeinträchtigen. Am besten ist es, namentlich für Aufnahmen unter starken Vergrößerungen, die Schliffe so dünn wie möglich zu machen. Es empfiehlt sich nicht, mit den schwächsten Okularen zu arbeiten. Zwischen Einstellung und Aufnahme darf sich die Fokusierung nicht selbständig verändern. Einen guten Schutz dagegen bieten die neuen Tubusfeinbewegungen in Kugelschlittenführung. In Räumen, die stärkeren Erschütterungen ausgesetzt sind, setzt man Mikroskop und Kamera auf ein sogenanntes Schwingstativ.

2. Bedingungen für die Anordnung der Beleuchtung.

Wäre die Lichtquelle strukturlos, so würde es gleichgültig sein, wo im Strahlengang ihre Zwischenbilder lägen; denn letztere wären dann zufolge der Homogenität der Lichtquelle nicht feststellbar, und die Bildwand würde bei genügender Größe der Lichtquelle gleichmäßig beleuchtet sein. In allen anderen Fällen ist eine völlig gleichmäßige Beleuchtung der Bildwand bei zugleich höchster Lichtstärke nur dann möglich, wenn drei Bedingungen erfüllt sind:

1. Ein Zwischenbild der Lichtquelle muß in der Öffnungsblende (Aperturblende) des Mikroskopobjektivs liegen.

2. Der Strahlengang muß so geregelt sein, daß die Öffnungsblende des Mikroskopobjektivs geometrisch „reziprok“ zum Objektausschnitt ist. Darunter versteht man folgendes (Fig. 324): Alle Strahlenkegel, deren Spitzen innerhalb des abgebildeten Objektausschnittes liegen, müssen zur Basis dasselbe Flächenstück der Öffnungsblende des Objektivs haben,

und umgekehrt, alle Strahlenkegel, deren Spitzen innerhalb der Öffnungsblende des Objektivs liegen, müssen zur Basis die gesamte Fläche des abgebildeten Objektausschnittes besitzen.

Wenn diese beiden Bedingungen gleichzeitig verwirklicht sind, wird jedes Objektelement von jedem Lichtquellenelement, das innerhalb der freien Objektivblende abgebildet wird, Licht empfangen, welches auch die Struktur der Lichtquelle sein mag. In diesem Falle ist die Bildwand gleichmäßig erleuchtet. Damit sie bei gegebener Lichtquelle auch optimal erhellt ist, muß noch eine dritte Bedingung zusätzlich erfüllt sein, nämlich:

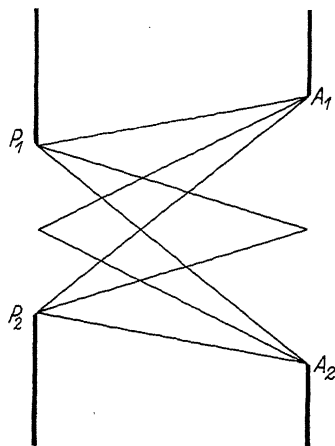



Fig. 324. Reziprokes Blendenpaar.
P_1 P_2: Objektfeld.
A_1 A_2: Objektivöffnung.

3. Das Bild der Lichtquelle in der Öffnungsblende des Objektivs darf nicht kleiner sein als die freie Öffnung dieser Blende. Nur dann, aber dann auch immer, zeichnet das Objektiv so, wie es seiner maximalen Lichtstärke entspricht. Es ist dabei nicht erforderlich, daß das Bild der gesamten Lichtquelle von der freien Öffnung der Objektivblende aufgenommen wird. Man kann sogar zeigen, daß ein solches Nichtausnutzen der gesamten Leuchtfläche der Lichtquelle bei der mikroskopischen Abbildung notwendigerweise dann eintreten muß, wenn die Ausdehnung der Leuchtfläche einen gewissen Betrag überschreitet. Da diese Angelegenheit für die Wahl der Lichtquelle von ausschlaggebender Bedeutung ist, müssen wir auf sie noch etwas näher eingehen.

3. Nutzungsgrad der Lichtquelle.

Denjenigen Teil des optischen Systems, welcher zuerst das Licht aufnimmt, um es den weiteren Teilen der optischen Apparatur zuzuleiten, nennt man den Kollimator. Ist A_K seine Apertur, A_O die Apertur des Mikroskopobjektivs, d der Durchmesser des abzubildenden Objektausschnittes, so kann von der Leuchtfläche der Lichtquelle nur ein Stück ausgenutzt werden, dessen Durchmesser h sich angenähert durch folgende Beziehung bestimmt (Fig. 325):

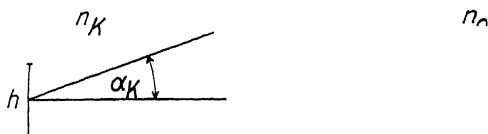



Fig. 325. Energiebilanz.
h: Durchmesser der Lichtquelle. Apertur des Kollimators: $A_K = n_K \sin \alpha_K$.
d: Durchmesser des Objektfeldes. Apertur des Objektivs: $A_O = n_O \sin \alpha_O$.
Möglicher Nutzungsgrad der Lichtquelle: $h\, A_K = d\, A_O$.

$$h = d \frac{A_O}{A_K} \tag{52}$$

Bei gegebenen Werten von A_K, A_O und d ist es unmöglich, den Nutzungsgrad der Leuchtfläche über den Wert h hinaus zusteigern. In der Tab. 9 ist für verschiedene Objektausschnitte und die dafür zumeist benutzten Objektivaperturen der Durchmesser der jeweils gerade ausnutzbaren Leuchtfläche nach Formel 52) berechnet, und zwar in der einen Spalte für einen Kollimator mit der Apertur 0,42 und in der anderen Spalte für einen solchen mit der Apertur 0,72. Diesen Aperturwerten entsprechen relative Öffnungen des Kollimators vom Betrage 1 : 1,2 bzw. 1 : 0,7. Die Objektivaperturen und die zugehörigen Durchmesser der abzubildenden Objektausschnitte sind den in der

Tabelle 9. Nutzungsgrad der Lichtquelle.

d Durchmesser des Objektausschnittes in mm	A_O Apertur des Objektivs	h Maximal nutzbarer Durchmesser der Leuchtfläche in mm für $A_K = 0{,}42$	h … für $A_K = 0{,}72$	Bemerkungen
140	0,125 (1:4)	42	24	Diapositivformat 9 : 12
50	0,125 (1:4)	15	8,7	sogen. Übersichtsbilder
20	0,125 (1:4)	6,0	3,5	sogen. Übersichtsbilder
10	0,125 (1:4)	3,0	1,7	sogen. Übersichtsbilder
5	0,15	1,8	1,0	
2	0,30	1,4	0,8	Mikroskopische Objektfelder
1	0,45	1,1	0,6	Mikroskopische Objektfelder
½	0,65	0,8	0,5	Mikroskopische Objektfelder
	0,95	0,6	0,3	Mikroskopische Objektfelder
¼	1,20	0,7	0,4	Mikroskopische Objektfelder
	1,32	0,8	0,5	Mikroskopische Objektfelder

Fig. 326. Beleuchtungsanordnung und Strahlengang für Mikrophotographie und Projektion mit dem Polarisationsmikroskop. a) Orthoskopisch bei stärkerer Vergrößerung. b) Konoskopisch. L: Lichtquelle. K_1: Kollimator. W: Wasserkammer. K_2: Vorsatzkollektor. I_1: Irisblende zur Begrenzung der Beleuchtung auf den erforderlichen Teil des Objektfeldes. P: Polarisator. C_1: Kollektorlinse im Beleuchtungsapparat des Mikroskops. I_2: Irisblende zur Begrenzung der Beleuchtung, entsprechend der Apertur des Objektivs. C_2: Kondensor im Beleuchtungsapparat des Mikroskops. T: Objekttisch des Mikroskops. O_b: Mikroskopobjektiv. O_k: Mikroskopokular. B: Amici-Bertrand'sche Hilfslinse. Als Analysator dient entweder ein anastigmatischer Tubusanalysator zwischen O_b und O_k oder ein Aufsatzanalysator mit Distanzlinse oberhalb von O_k.

Praxis vorkommenden Fällen angepaßt. Man erkennt aus der Tabelle, daß die großen Leuchtflächen der hochkerzigen Glühbirnen nur bei der Abbildung großer Objektausschnitte (Diapositivprojektion) ausgenutzt werden können. Für die mikroskopische Abbildung genügt bei einer Kollimatorapertur von 0,42 eine Leuchtfläche von 2 mm Durchmesser in allen Fällen vollauf. Eine Steigerung der Helligkeit im mikroskopischen Bilde ist also nur durch Erhöhung der spezifischen Leuchtkraft der Lichtquelle, nicht durch Vergrößerung ihrer Leuchtfläche möglich. Hieraus erklärt sich einerseits die überlegene Bedeutung der Kohlenbogenlampen für eine lichtstarke Mikroskopbeleuchtung, andererseits aber auch die Zweckmäßigkeit der Beschränkung auf geringere Kohlenquerschnitte. Man wird den Querschnitt in Wirklichkeit nur deshalb etwas größer als 2 mm im Durchmesser, wie theoretisch ausreichend wäre, wählen, um möglichst von Schwankungen in der Stellung des Kraters unabhängig zu werden. Will man das Bogenlicht vermeiden, so kommen nur noch Niedervoltlampen mit kleiner, eng gewickelter Leuchtfläche in Frage.

4. Verwirklichung der Beleuchtungsanordnung entsprechend den aufgestellten Bedingungen.

Die Lösung der Aufgabe, die obengenannten drei Bedingungen für die Anordnung der Beleuchtung zu erfüllen, ist optotechnisch einwandfrei in sehr verschiedener Weise möglich. Hier besprechen wir nur die für das normale Polarisationsmikroskop zweckmäßigste Anordnung (Fig. 326): Der Kollimator an der Lampe wird so eingestellt, daß er von der Lichtquelle ein Bild in einigen Metern Entfernung entwirft, der Gang der austretenden Strahlen also nahezu telezentrisch ist. Vor dem Beleuchtungsapparat des Mikroskops wird ein Kollektor aufgestellt; seine Brennweite ist im allgemeinen etwas länger zu bemessen als die des Kollimators, und zwar namentlich dann, wenn die Lichtquelle gerade die durch Tab. 9

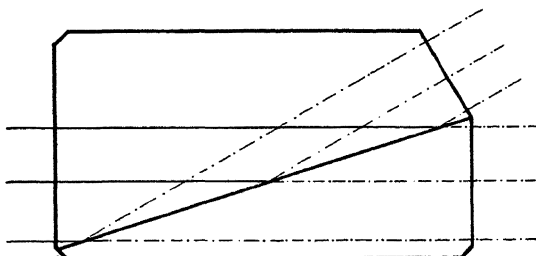



Fig. 327. Projektionspolarisator mit seitlich austretendem ordentlichen Strahl.

bestimmte Mindestgröße hat. Man stellt den Kollektor so auf, daß er ein Bild der Lichtquelle im Beleuchtungsapparat des Mikroskops entwirft. Um den Polarisator vor Schädigungen durch Erhitzung zu schützen, muß zwischen Kollimator und Kollektor eine ausgiebig dicke Wasserkammer, eventuell mit eingehängtem besonderen Wärmeabsorptionsfilter, eingeschaltet werden. Bei Benutzung starker Bogenlampen als Lichtquelle empfiehlt es sich, einen sogenannten Projektionspolarisator zu benutzen (Fig. 327; vgl. auch Fig. 326). Bei diesem werden die ordentlichen Strahlen nicht an der Wandung des Prismas absorbiert, sondern treten aus diesem ohne merkliche Erhitzung des Prismas schräg aus. Bei vertikal stehendem Mikroskop wird zwischen Kollektor und Beleuchtungsapparat des Mikroskops der Planspiegel benutzt. Im übrigen wird der Beleuchtungsapparat genau wie bei subjektiver Beobachtung gebraucht. Ob die Beleuchtung einwandfrei ist, kontrolliert man durch Einschieben der Amici-Bertrand'schen Hilfslinse; es muß die ganze Apertur des Objektivs mit Licht ausgefüllt sein. Nach Ausschalten der

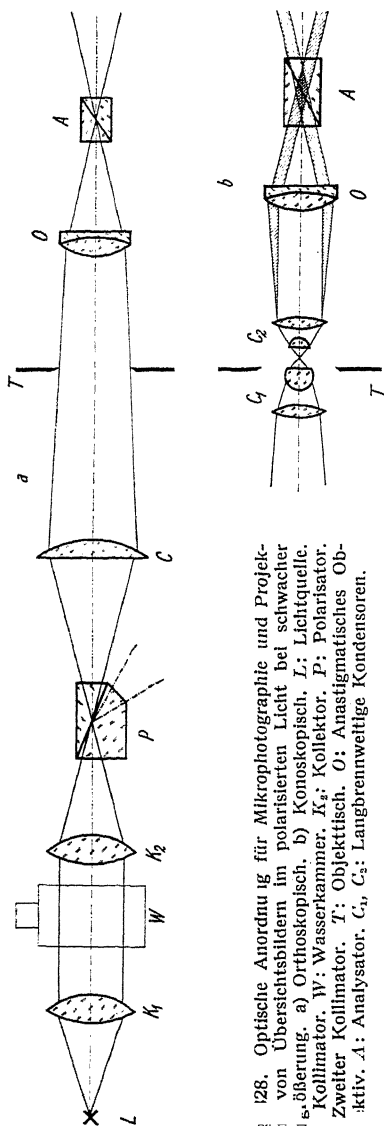



Fig. 128. Optische Anordnung für Mikrophotographie und Projektion von Übersichtsbildern im polarisierten Licht bei schwacher Vergrößerung. a) Orthoskopisch. b) Konoskopisch. L: Lichtquelle. K_1 Kollimator. W: Wasserkammer. K_2: Kollektor. P: Polarisator. C: Zweiter Kollimator. T: Objekttisch. O: Anastigmatisches Objektiv. A: Analysator. C_1, C_2: Langbrennweitige Kondensoren.

Amici-Bertrand'schen Hilfslinse muß auch das Gesichtsfeld gleichmäßig erleuchtet sein. Man erzielt eine solche Beleuchtung, nach vorheriger Beseitigung etwaiger Zentriermängel, einfach durch Verschieben des Kollektors längs der Achse des Strahlenganges; eventuell sind noch ganz geringe Korrekturen in der Einstellung des Kollimators nötig. Um bei stärkeren Vergrößerungen, wenn also der volle Beleuchtungsapparat eingeschaltet ist, das Objekt vor allzu starker Erwärmung zu schützen, muß man die beiden Blenden im Beleuchtungsapparat des Mikroskops betätigen: Durch Zuziehen der unterhalb des Polarisators angebrachten Irisblende I_1 beschränkt man die Beleuchtung des Objektfeldes auf den durch das Mikroskop abgebildeten Teil (Gesichtsfeldblende); durch Zuziehen der zwischen den Linsenteilen des Beleuchtungsapparates angebrachten Irisblende I_2 wird die Apertur der Beleuchtung auf den der Apertur des Mikroskopobjektivs entsprechenden Betrag begrenzt (Aperturblende, Kontrolle durch Einschieben der Amici-Bertrand'schen Hilfslinse). Bei Anwendung schwacher Vergrößerungen, also bei ausgeschaltetem Kondensoroberteil im Beleuchtungsapparat, betätigt man nur die unterhalb des Polarisators befindliche Irisblende I_1 als Aperturblende. Eine Gesichtsfeldblende ist in diesem

Falle unnötig, da kein Teil des Objektfeldes mit größerer Apertur erleuchtet wird, Schädigungen des Präparates also nicht eintreten können. Nach dem Wechsel der Objektive braucht man bei dieser Beleuchtungs-

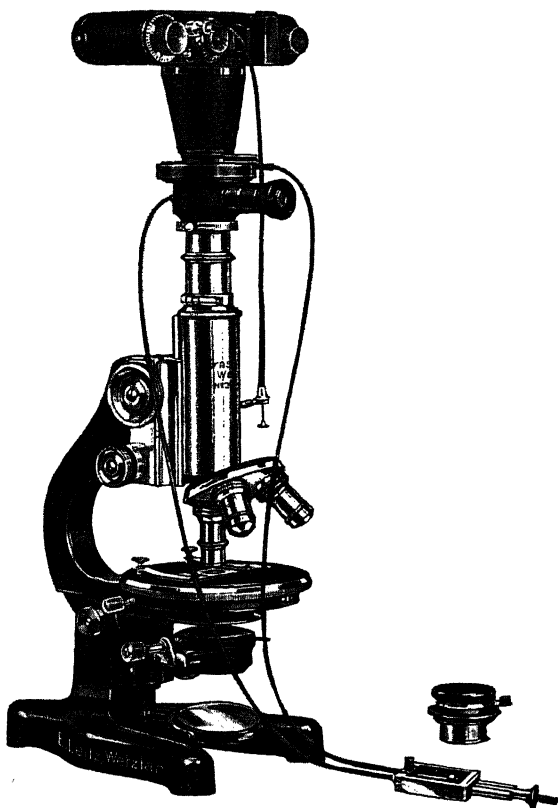



Fig. 329. Aufsatzkamera für Kleinbilder 24:36 mm auf Leicafilm. Der seitliche Einblick über dem Mikroskopokular gestattet Beobachtung des Objektes vor oder während der Aufnahme.

anordnung höchstens den Kollektor ein klein wenig längs der optischen Achse zu verschieben, um wieder eine vollkommene Beleuchtung zu erhalten.

Für ganz schwache Vergrößerungen im polarisierten Licht, sog. Übersichtsbilder, benutzt man die in Fig. 328a dargestellte optische

Anordnung. In geringer Abänderung (Fig. 328b) lassen sich mit derselben auch große konoskopische Interferenzbilder, selbst von sehr dicken Präparaten, wiedergeben.

5. Aufnahmekamera.

Es gibt so zahlreiche und verschiedenartige Modelle guter Aufnahmekammern, daß es müßig erscheint, hier nähere Ausführungen darüber zu machen. Weniger bekannt dürfte die Anwendung der in Fig. 329 dar-

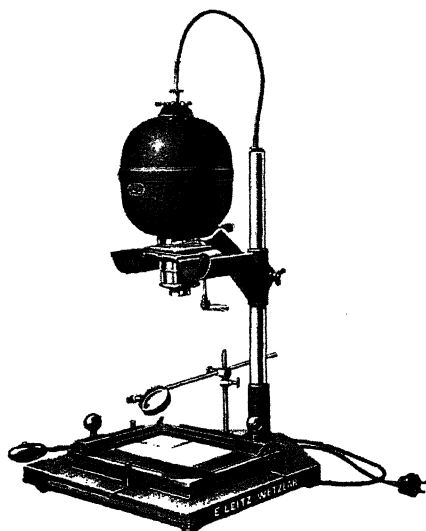



Fig. 330. Apparat zum Vergrößern der Kleinbilder auf Papier.

gestellten Mikro-Aufsatzkamera sein, welche Kinofilme verwendet und 36 Aufnahmen ohne Kassettenwechsel auszuführen gestattet. Der Vorteil einer solchen Kamera liegt unter anderem darin, daß man bei Unkenntnis der zu wählenden Belichtungszeiten ohne ins Gewicht fallende Unkosten durch eine größere Anzahl von Aufnahmen mit verschiedenen Belichtungszeiten die günstigsten Verhältnisse zwangläufig findet. Man wählt hierzu Belichtungszeiten, die aufeinanderfolgend im Verhältnis 1 : 4 stehen. Die erwähnte Kamera besteht aus einem Gehäuse, in dem der Filmtransportmechanismus untergebracht ist, und einem an das Okular anklemmbaren Ansatzstutzen mit Einstellfernrohr, Objektiv und selbstspannendem Verschluß. Man kann die Einstellung des Bildes auch während der Aufnahme beobachten. Als Mikroskopokular wählt man am besten

ein periplanatisches Okular 8facher Vergrößerung. Das Aufnahmeformat ist 24 : 36 mm, der Abbildungsmaßstab $^1/_3$ der subjektiven Vergrößerung des Mikroskops. Um in einem Bilde denselben Eindruck zu haben wie

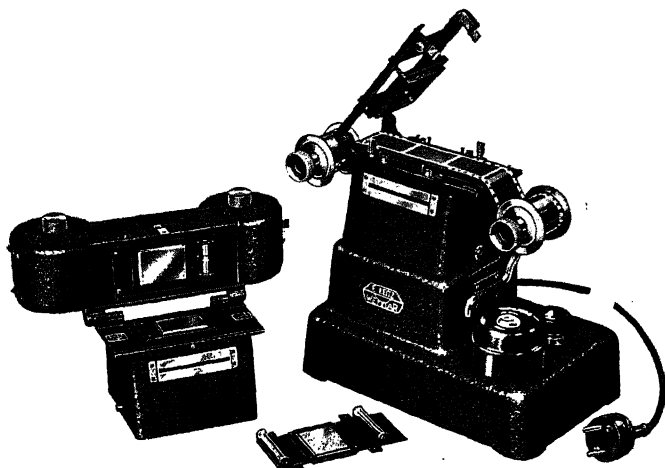



Fig. 331. Apparat zur Herstellung von Kleindiapositiven (Format 24 : 36 mm).

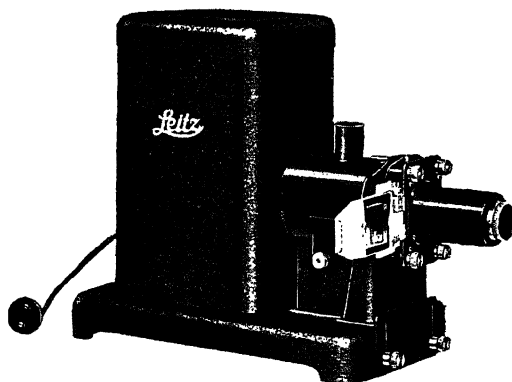



Fig. 332. Apparat zur Projektion von Kleindiapositiven (Format 24 : 36 mm).

im Mikroskop, muß man die Aufnahme also nachträglich dreimal vergrößern, was mit Hilfe bequemer Apparate (Fig. 330) keine Schwierigkeiten macht. Solche Aufnahmen haben eine so vorzügliche Schärfe, daß sie diese und erheblich stärkere Nachvergrößerungen durchaus vertragen.

Will man nicht Papierbilder herstellen, sondern die Aufnahmen für Projektionszwecke verwenden, so fertigt man von dem Negativfilm eine Kontaktkopie auf Diapositivfilm desselben Bildformates (Fig. 331) und projiziert dieses Kleindiapositiv unter starker Vergrößerung, also mit Projektionsobjektiven kurzer Brennweite (Fig. 332). Eine Diapositivsammlung in diesem Kleinformat ist übersichtlich auf kleinem Raume unterzubringen.

L. Mikroprojektion.

Die beleuchtungstechnischen Grundlagen der Mikroprojektion sind die gleichen wie für die Mikrophotographie; es kann daher unmittelbar auf die betreffenden Ausführungen im Abschnitt *K* und auf die Fig. 326 und 328 verwiesen werden.

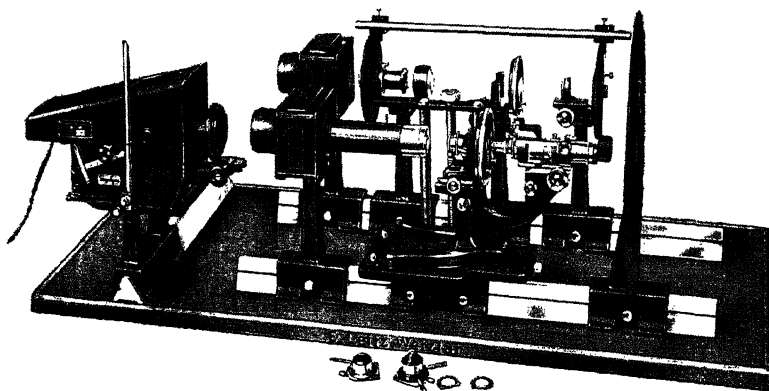



Fig. 333. Projektionsapparat für polarisiertes Licht. Nebeneinander auf getrennten Schienen die Einrichtungen für Mikroprojektion und Übersichtsprojektion.

Nach Möglichkeit verwende man als Lichtquellen nur Gleichstrombogenlampen (von ca. 8 Amp. Belastung). Muß man eine Wechselstrombogenlampe benutzen, so bemesse man die Belastung nicht unter 15 Amp.

Bei Projektion auf eine reflektierende Bildwand verwende man die schwächsten Okulare. Wenn die Projektionsdistanz groß ist (über 5 bis 6 m), muß man unmittelbar hinter das Okular ein teleskopisches System einschalten, welches in seiner Wirkung einem galileischen Fernrohr entspricht; sonst wird das Bild im Durchmesser zu groß und sehr lichtschwach. Bei Projektion auf einen durchscheinenden Schirm kann man den Projektionsapparat näher am Schirm aufstellen und entsprechend stärkere Okulare benutzen.

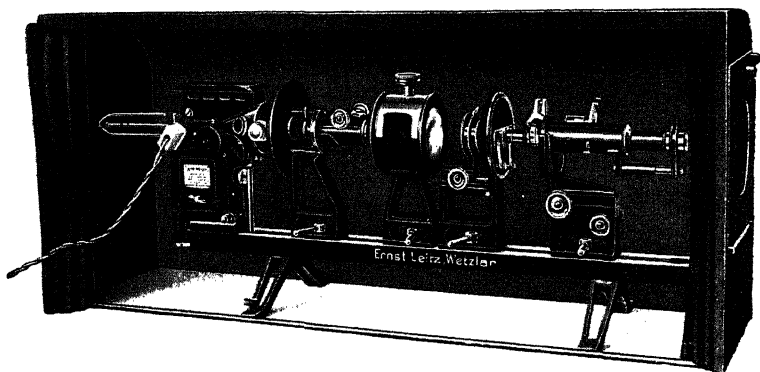



Fig. 334. Einfacherer Projektionsapparat für polarisiertes Licht. Mikroprojektion und Übersichtsprojektion gegeneinander auswechselbar.

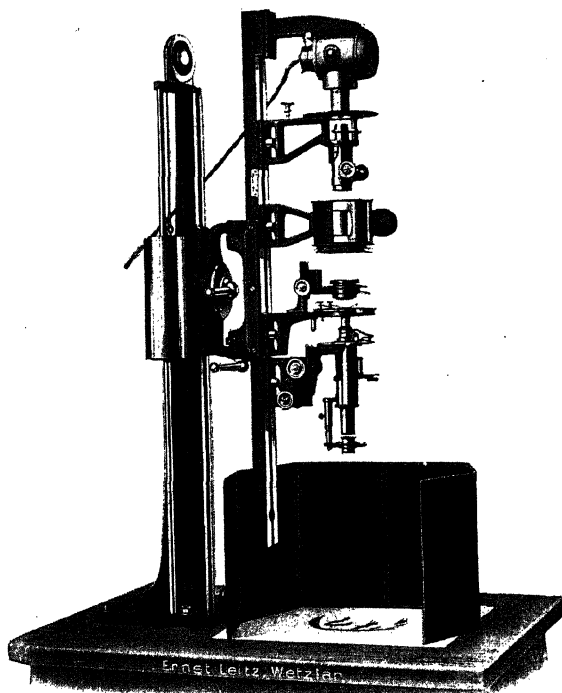



Fig. 335. Projektionsapparat an vertikaler Säule, benutzbar für horizontale und vertikale Projektion.

Der in Abschnitt *K* beschriebene und in Fig. 326 dargestellte Vorsatzkollektor ist auch erforderlich, wenn man mittels des Opakilluminators projizieren will. Er wird vor letzterem an Stelle des Blendenstativs aufgestellt, und zwar so, daß das Bild der Lichtquelle kurz vor dem Eintrittsrohr des Illuminators zu liegen kommt.

Fig. 333 zeigt eine vollständige Einrichtung für Mikroprojektion und für Übersichtsprojektion im polarisierten Licht bei orthoskopischem und konoskopischem Strahlengang entsprechend dem Schema in den Fig. 326 und 328. In Fig. 334 ist ein ebensolcher Apparat dargestellt, aber für einen kleineren Hörerkreis bestimmt. Diese Einrichtung kann, an einer vertikalen Säule angebracht (Fig. 335), auch zur Projektion auf die Tischplatte und zur Mikrophotographie benutzt werden.

M. Übungs- und Demonstrationsbeispiele für optische Untersuchungen.

Zur Erlernung der im Obigen auseinandergesetzten Untersuchungsmethoden ist es nötig, Übungsbeispiele zu behandeln. Im folgenden seien einige Vorschläge in dieser Hinsicht gemacht.

I. Studium der wichtigsten optischen Verhältnisse im durchfallenden Licht.

Sammlung von 15 Mineraldünnschliffen, zusammengestellt von F. Rinne. (Bezugsquelle: Voigt & Hochgesang, Göttingen.)

Inhalt: 1. Olivin nach {100}. 2. Quarz nach {0001}. 3. Granat, beliebiger Schnitt. 4. Sanidin nach {010}. 5. Quarz nach $\{10\bar{1}0\}$. 6. Kalkspat nach $\{10\bar{1}1\}$. 7. Staurolith nach {110}. 8. Hornblende nach {100}. 9. Augit nach {010}. 10. Labrador nach {010}. 11. Labrador senkrecht a. 12. Labrador nach {001}. 13. Kalkspat nach {0001}. 14. Muscovit nach {001}. 15. Epidot nach {001}.

Brechung.

Reliefbeobachtung ohne Analysator. Die Schliffe liegen in Canadabalsam: $n = 1,54$.

1. Starke Brechung: Nr. 1 ($n_\beta = 1,68$); Nr. 3 ($n = 1,74$); Nr. 7 ($n_\beta = 1,74$); Nr. 9 ($n_\beta = 1,70$).
2. Schwache Brechung: Nr. 2 ($n = 1,54$); Nr. 4 ($n_\beta = 1,52$); Nr. 5 ($n_\beta = 1,55$); Nr. 10 ($n_\beta = 1,56$).

Einfache und doppelte Brechung.

Beobachtung zwischen gekreuzten Nicols.

1. Einfache Brechung: Nr. 3 (regulär); Nr. 2 und 13 (einachsig, senkrecht zur optischen Achse).
2. Doppelte Brechung:
   a) Starke Doppelbrechung: Nr. 1 ($n_\beta - n_\alpha = 0{,}017$); Nr. 6 ($\omega - n_e = 0{,}092$); Nr. 9 ($n_\gamma - n_\alpha = 0{,}025$).
   b) Schwache Doppelbrechung: Nr. 4 ($n_\gamma - n_\beta = 0{,}004$); Nr. 10 ($(n_\gamma) - (n_\alpha) = 0{,}009$).

Lage der Auslöschungsrichtungen.

1. Optisch einachsige Kristalle:
   a) Schliff parallel der optischen Achse: Nr. 5.
   b) Schliff in der Zone von Säule zur Endfläche liegend: Nr. 6.
2. Optisch zweiachsige Kristalle:
   a) Rhombisches System:
      α) Pinakoidaler Schliff: Nr. 1.
      β) Prismatischer Schliff: Nr. 7.
   b) Monoklines System:
      α) Schliff parallel der Achse *b*: Nr. 8.
      β) Schliff senkrecht zur Achse *b*:
         αα) Geringe Schiefe der Auslöschung: Nr. 4.
         ββ) Große Schiefe der Auslöschung: Nr. 9.
   c) Triklines System: Nr. 10.

Bestimmung des relativen Charakters der Schwingungsrichtungen (zugleich Bestimmung des Charakters der Doppelbrechung im orthoskopischen Interferenzbild).

Benutzung eines Kompensators.

Nr. 5: $n_\gamma = c$; also positive Doppelbrechung.

Nr. 4: Die den Spaltrissen anliegende Auslöschungsrichtung ist die Richtung der 1. Mittellinie. Man findet ihren Charakter n_α, also negative Doppelbrechung.

Der relative Charakter ist auch an Nr. 1, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 14 bestimmbar.

Pleochroismus.

Beobachtung mit einem Nicol.

Nr. 8, auch Nr. 7.

Zwillingsbildungen.

Beobachtung zwischen gekreuzten Nicols.

1. Schliff senkrecht zur Zwillings- (und Verwachsungs)ebene: Nr. 11.
2. Schliff schief zur Zwillings- (und Verwachsungs)ebene: Nr. 12.

Konoskopische Beobachtung.

Gekreuzte Nicols: die Amici-Bertrand'sche Hilfslinse eingeschaltet.

1. Optisch einachsige Kristalle:
   a) Schliff senkrecht zur optischen Achse:
      α) Schwache Doppelbrechung: Nr. 2 ($\varepsilon - \omega = 0{,}009$).
      β) Starke Doppelbrechung: Nr. 13 ($\omega - \varepsilon = 0{,}172$).
   b) Schliff in der Zone von Säule zur Endfläche liegend: Nr. 6.
   c) Schliff parallel zur optischen Achse: Nr. 5.
2. Optisch zweiachsige Kristalle:
   a) Schliff senkrecht zur 1. Mittellinie:
      α) Optische Achsen im Gesichtsfeld: Nr. 14.
      β) Optische Achsen nicht im Gesichtsfeld: Nr. 1.
   b) Schliff senkrecht zur 2. Mittellinie: Nr. 4.
   c) Schliff parallel der Ebene der optischen Achsen: Nr. 9.
   d) Schliff etwas schief zu einer optischen Achse: Nr. 15.

Bestimmung des Charakters der Doppelbrechung im konoskopischen Interferenzbild.

Benutzung eines Kompensators.

1. Optisch einachsige Kristalle:
   a) Positive Doppelbrechung: Nr. 2.
   b) Negative Doppelbrechung: Nr. 13.
2. Optisch zweiachsige Kristalle:
   a) Positive Doppelbrechung: Nr. 1 und 10.
   b) Negative Doppelbrechung: Nr. 14 und 15.

Steht ein Universaldrehtisch zur Verfügung, so kann man diese Schliffe auch zum Studium der unter *F* 5 und *G* 6 beschriebenen Methoden benutzen.

II. Studium der Zirkularpolarisation sowie der Dispersion der optischen Achsen, Mittellinien und Ebene der optischen Achsen.

Sammlung von 9 Mineralschliffen, zusammengestellt von F. Rinne.
(Bezugsquelle: Voigt & Hochgesang, Göttingen.)

Inhalt: 1. Natriumchlorat. 2. Quarz nach {0001}, rechts drehend. 3. Quarz nach {0001} links drehend. 4. Cerussit, senkrecht zur 1. Mittel-

linie. 5. Schwerspat, senkrecht zur 1. Mittellinie. 6. Gips, senkrecht zur 1. Mittellinie. 7. Adular, senkrecht zur 1. Mittellinie. 8. Borax, senkrecht zur 1. Mittellinie. 9. Kaliumdichromat, senkrecht zur 1. Mittellinie.

Zirkularpolarisation.

1. Reguläre Kristalle: Beobachtung orthoskopisch zwischen gekreuzten Nicols: Nr. 1.
2. Optisch einachsige Kristalle: Orthoskopische und konoskopische Beobachtung: Nr. 2 und 3. Unterscheidung durch Drehung des Analysators. Durch Übereinanderlegen von Nr. 2 und Nr. 3 im Konoskop Airy'sche Spiralen.

Dispersion der optischen Achsen, Mittellinien und Ebene der optischen Achsen.

1. Rhombische Kristalle: Dispersion der optischen Achsen ohne Dispersion von Mittellinien bzw. der Ebene der optischen Achsen:
   a) Winkel der optischen Achsen für die roten Strahlen größer als der für die grünen (blauen) Strahlen: Nr. 4.
   b) Winkel der optischen Achsen für die roten Strahlen kleiner als der für die grünen (blauen) Strahlen: Nr. 5.
2. Monokline Kristalle:
   a) Dispersion der Mittellinien, geneigte Dispersion (Ebene der optischen Achsen in der Symmetrieebene): Nr. 6.
   b) Dispersion der Mittellinien und Ebene der optischen Achsen, horizontale Dispersion (Ebene der optischen Achsen senkrecht zur Symmetrieebene; Erscheinung um die Mittellinien in der Symmetrieebene): Nr. 7.
   c) Dispersion der Achsenebene, gekreuzte Dispersion (Ebene der optischen Achsen senkrecht zur Symmetrieebene; Erscheinung um die mit der Achse *b* zusammenfallende Mittellinie): Nr. 8.
3. Trikline Kristalle: Unsymmetrische Dispersion: Nr. 9.

III. Kristallisationen aus Lösungen und Schmelzen.

Durch Verdunstung eines Lösungstropfens auf einem Objektträger oder beim Ausfällen bilden sich sehr oft kleine Kristalle, die für die Beobachtung unter dem Mikroskop geeignet sind. Das Verdunsten kann man durch Erwärmung des Objektträgers über einer Spiritusflamme beschleunigen. Damit dieser beim Wiederauflegen auf den kalten Mikroskoptisch nicht zerspringt, legt man eine Platte wärmeisolierenden Materials (z. B. Asbest) unter. Ebenso kann man Schmelzen auf Objekt-

trägern herstellen und diese auf dem Mikroskoptisch erstarren lassen. Dabei sind nacheinander oft mehrere Modifikationen der Kristalle zu beobachten. Manche Umwandlungen sind enantiotrop.

Bezugsquelle für die folgenden Materialien: E. Merck, Darmstadt. Nr. 1—18 der Beispiele mit Erläuterungen nach H. Schneiderhöhn.

Kristallisationen in fester Form.

a) Reguläre Kristalle.

1. Kochsalz. Aus einer konzentrierten Lösung entstehen bei raschem Verdunsten zahlreiche reguläre Kristalle, und zwar Würfel mit treppenförmig abgesetzten Flächen; bei langsamem Verdunsten bilden sich wenige, aber große Kristalle. $n = 1{,}544$.

2. Kaliumalaun. Aus konzentrierter Lösung bilden sich reguläre Kristalle, zumeist Oktaeder, doch auch Kombinationen von $\{111\}$, $\{100\}$, $\{110\}$. $n = 1{,}456$.

3. Bariumnitrat. Aus der konzentrierten Lösung entstehen bei langsamem Verdunsten reguläre Kristalle, am häufigsten Oktaeder, gelegentlich auch Skelette oder Würfel. $n = 1{,}571$.

4. Ammoniumchlorid. Eine ca. $10^0/_0$ige Lösung liefert bei langsamem Verdunsten reguläre Skelette mit Winkeln von 90^0, manchmal auch körnige Aggregate. $n = 1{,}642$.

b) Trigonale Kristalle.

5. Natriumnitrat. Aus einer konzentrierten Lösung entstehen beim Verdunsten trigonale Kristalle, und zwar nur Rhomboeder, die symmetrische Auslöschung zeigen und wegen der hohen Doppelbrechung zumeist das Weiß höherer Ordnung aufweisen. Der negative Charakter der Doppelbrechung ist konoskopisch an der schief austretenden optischen Achse leicht feststellbar. $\omega_D = 1{,}585$; $\varepsilon_D = 1{,}335$.

6. Strontiumchlorid. Aus konzentrierter Lösung bilden sich trigonale, nadelige Kristalle, zumeist mehrere von einem gemeinsamen Zentrum ausstrahlend; sie besitzen gerade Auslöschung. Der Charakter der Hauptzone ist negativ. Die mäßige Doppelbrechung läßt lebhafte Interferenzfarben der I. und II. Ordnung vorherrschen. An kurzen, gedrungenen Kristallindividuen mit niedriger Interferenzfarbe läßt sich konoskopisch ein Achsenbild mit zahlreichen, farbigen Ringen beobachten und daran negativer Charakter der Doppelbrechung feststellen. $\omega_D = 1{,}536$; $\varepsilon_D = 1{,}478$.

c) Rhombische Kristalle.

7. Quecksilberchlorid. Aus konzentrierter Lösung entstehen rhombische nadelige Kristalle, die gerade auslöschen und häufig Keilfarben

zeigen. Manche der Nadeln ergeben konoskopisch das Bild zweiachsiger Kristalle, an welchem sich der Charakter der Doppelbrechung als negativ bestimmen läßt. n = ca. 1,63.

8. Kaliumsulfat. Beim Verdunsten entstehen viele rhombische, rechteckig oder sechsseitig ausgebildete Kristalle, zum Teil skelettartig, häufig kastenförmig vertieft. Auch Sanduhrstrukturen und Zwillinge sind zu beobachten. Gerade Auslöschung. Entsprechend der niedrigen Doppelbrechung nur niedrige Interferenzfarben im Grau I. Ordnung. Der Charakter der Hauptzone (längere Rechteckseite) ist negativ. Die sechsseitigen Kristalle zeigen konoskopisch ein Achsenbild mit großem Winkel der optischen Achsen ($2\ V = 67^0$) und positiven Charakter der Doppelbrechung. Die rechteckigen Kristalle zeigen entweder den Austritt der zweiten Mittellinie oder einer optischen Achse. $n_\gamma = 1{,}497$; $n_\alpha = 1{,}494$.

9. Zinkvitriol. Es entstehen rhombische, langprismatisch ausgebildete Kristalle, die zu büschelförmigen Aggregaten vereinigt sind, mit geringer Auslöschungsschiefe und grauen bis lebhaften Interferenzfarben. Fast alle Kristalle zeigen konoskopisch den Austritt einer optischen Achse, an welcher negativer Charakter der Doppelbrechung festzustellen ist. Die Hauptzone hat positiven Charakter. $n_\alpha = 1{,}462$; $n_\gamma = 1{,}490$; $2\ V = 46^0$.

10. Kaliumchromat. Aus konzentrierter Lösung bilden sich rhombische, prismatisch ausgebildete Kristalle mit gerader Auslöschung. Trotz ihrer gelben Färbung ist Dichroismus nicht wahrnehmbar. Konoskopisch sieht man oft Achsenbilder mit ziemlich kleinem Winkel der optischen Achsen und negativem Charakter der Doppelbrechung. n = ca. 1,7.

d) Monokline Kristalle.

11. Ammoniumpersulfat. Monokline, nadelige oder tafelige 6eckige Kristalle. Die Nadeln zeigen lebhafte Interferenzfarben und gerade oder schiefe Auslöschung. Die sechseckigen Tafeln zeigen keine Auslöschung und sehr niedrige Interferenzfarben, dafür konoskopisch ein sehr schönes Achsenbild mit kleinem Winkel der optischen Achsen ($2\ V = 24^0$) ohne deutliche Dispersion, mit positivem Charakter der Doppelbrechung. Der Charakter der Hauptzone (Nadeln) ist negativ. $n_\alpha = 1{,}498$; $n_\gamma = 1{,}587$.

12. Kaliumchlorat. Aus einer konzentrierten Lösung scheiden sich monokline Kristalle in Form von Rhomben aus; sie zeigen Interferenzfarben der I. und II. Ordnung und löschen symmetrisch aus. Fast alle liefern konoskopisch ein Achsenbild mit deutlicher Dispersion, an dem der Charakter der Doppelbrechung als negativ zu bestimmen ist.

13. Kupferazetat. Es liefert monokline, stark pleochroitische Kristalle.

e) Trikline Kristalle.

14. Kaliumpersulfat. Man erhält aus konzentrierter Lösung trikline, schöne Kristalle von rechteckigem bis quadratischem Querschnitt, häufig mit abgestumpften Ecken. Die Interferenzfarben liegen in der I. bis III. Ordnung. Zwillinge sind häufig. Die Auslöschung ist schief und sehr stark dispergiert. (Monochromatische Filter!) Die längeren Rechtecke zeigen konoskopisch ein Achsenbild etwas schief zur ersten Mittellinie mit kleinem Winkel der optischen Achse ($2\,V = 29^0$). Charakter der Doppelbrechung negativ.

15. Kaliumdichromat. Aus konzentrierter Lösung erhält man trikline Kristalle mit schiefer Auslöschung und sehr starker Dispersion. Konoskopisch ergibt sich positiver Charakter der Doppelbrechung. $n_\alpha = 1{,}720$; $n_\beta = 1{,}738$; $n_\gamma = 1{,}820$.

Sphärolithe.

16. Sphärolithe entstehen bei Kristallisation von Bariumchlorid, Benzoin, Betol. Geschmolzenes Triphenylmethan liefert beim Abkühlen, je nachdem ob die Schmelze vorher abgeschreckt wird oder nicht, zwei verschiedene, sehr schön sphärolithisch ausgebildete Modifikationen (Beobachtung zwischen gekreuzten Nicols).

Materialien mit kristallin-festen Modifikationen.

17. Kaliumnitrat. Aus einem Tropfen einer konzentrierten Lösung bilden sich am Rande zunächst trigonale Rhomboeder, nach einiger Zeit rhombische Nadeln. Die trigonale Modifikation ist aber bei Zimmertemperatur nicht stabil; daher lösen sich die Rhomboeder da, wo eine rhombische Nadel in ihre Nähe kommt, auf. Berührt eine Nadel ein Rhomboeder, so zerfällt dieses augenblicklich in rhombische Kristalle. Es läßt sich dies ausgezeichnet sowohl im gewöhnlichen Licht wie auch zwischen gekreuzten Nicols beobachten. $n_\gamma = 1{,}506$; $n_\alpha = 1{,}335$.

18. Ammoniumnitrat. Schmilzt man einige Körner auf dem Objektträger, so entstehen beim Erkalten nacheinander vier kristallin-feste Modifikationen, von denen die zuerst auftretende regulär, die zweite hexagonal, die dritte und vierte rhombisch sind. Beobachtung zwischen gekreuzten Nicols.

19. Kohlenstofftetrabromid. Man erhält eine sehr schöne enantiotrope Umwandlung monoklin $\leftrightarrows$ regulär bei 47^0 C.

Materialien mit parakristallinen Modifikationen.

20. Cholesterylbenzoat. Beim Erstarren aus der Schmelze entsteht zuerst eine kristallin-flüssige, dann eine kristallin-feste Modifikation.

21. Anisalamidoazotoluol. In sehr dünner Schicht unter dem Deckglas geschmolzen liefert es beim Abkühlen pseudoisotrope flüssige Kristalle, d. h. die optisch einachsigen Teilchen stellen sich parallel und mit der optischen Achse senkrecht zum Objektträger.

22. Anisalparamidozimtsäureäthylester. Es zeigt nacheinander zwei kristallin-flüssige Modifikationen, von denen die eine sofort nach dem Entstehen pseudoisotrop wird.

23. Cholesterylazetat. Es liefert beim Abkühlen nacheinander zwei kristallin-flüssige Modifikationen. Die zweite wird durch Druck auf das Deckglas ausgelöst und zeigt optisches Drehungsvermögen. Nach völligem Erkalten bilden sich prächtige kristallin-feste Sphärolithe.

24. Paraazooxyzimtsäureäthylester. Wenn man diese Substanz mit einer zur völligen Lösung nicht zureichenden Menge von Monobromnaphthalin in der Nähe des Schmelzpunktes behandelt und erkalten läßt, entstehen pflanzenförmige, sich bewegende Kristalle.

25. Sirupartiges Ammonoleat. Man erwärmt die Substanz in wässerigem Alkohol unter großem, flachem Uhrglase bis nahe zum Sieden und mischt durch Abheben und Aufsetzen des Deckglases gut durch; einige Oleatreste läßt man. Beim Abkühlen zwischen gekreuzten Nicols entstehen kleine, pyramidale Kristalle, die zu größeren zusammenfließen und sich in der bewegten Flüssigkeit biegen und strecken. Durch öfteres, paralleles Verschieben des Deckglases stellen sich die Kristalle parallel. Magdalarot und Olivenöl machen die Kristalle pleochroitisch.

26. Bromphenanthrensulfosäure. Sie liefert mit Wasser ausgezeichnete Kristalle in zwei Modifikationen, je nach Wassergehalt.

27. Anisalbenzolazonaphthylamin. Der Schmelzpunkt der kristallinen Phase liegt bei 150° C. Beim Erstarren bilden sich bei 110° flüssige Kristalle mit ausgezeichneten Absorptionserscheinungen. Bei 75° wird die Substanz fest kristallin mit stark pleochroitischen α-Sphärolithen; hierauf bilden sich kleinere, ebenfalls stark pleochroitische β-Sphärolithe. Die flüssig-kristalline Modifikation ist zu hartem Harz unterkühlbar. Aus Lösungen von Äther oder Azeton bilden sich unmittelbar feste Parakristalle.

IV. Besondere, vornehmlich in der Biologie häufig auftretende Erscheinungen.

Das Studium dieser Erscheinungen wird besonders gefördert durch Beachtung der in dem trefflichen Werk von W. J. Schmidt, „Die Bausteine des Tierkörpers im polarisierten Licht“ (F. Cohen, Bonn 1924) beschriebenen Objekte.

V. Studium der Erscheinungen stark absorbierender Kristalle im auffallenden Licht.

10 Präparate.

(Bezugsquelle: Dr. Steeg & Reuter, Homburg v. d. H.)

a) Isotrope Kristalle.

Zwischen gekreuzten Nicols gleichmäßig dunkel.

Mit einem Nicol:

	Reflexionsvermögen gegen Luft	Reflexionsvermögen gegen Öl
1. Zinkblende. . . .	niedrig	sehr niedrig
2. Bleiglanz	hoch	mittel
3. Silber	sehr hoch	sehr hoch

b) Anisotrope Kristalle.

	zwischen gekreuzten Nicols (Anisotropieeffekt)	mit einem Nicol (Bireflexion)	Reflexionsvermögen gegen Luft	Reflexionsvermögen gegen Öl
4. Kupferkies . .	schwach	sehr schwach	hoch	mittel
5. Eisenglanz . .	deutlich	schwach	mittel	niedrig
6. Antimonglanz .	stark	deutlich	hoch	mittel
7. Graphit. . . .	sehr stark	sehr stark	niedrig	sehr niedrig
8. Rotnickelkies .	sehr stark	stark	hoch	mittelhoch
9. Kupferindig . .	sehr stark	sehr stark	niedrig	sehr niedrig
10. Molybdänglanz	sehr stark	sehr stark	mittel	niedrig

Die drei letztgenannten Materialien zeigen besonders auffallend anormale Anisotropieeffekte, d. h. falsche Auslöschungsfolgen, schon bei den kleinsten Justierungsfehlern der Nicols.

c) Innenreflexe.

Von den vorgenannten Kristallen zeigen häufig, besonders in Öl gut, Innenreflexe:

	Reflexionsfarbe	Innenreflexfarbe
Zinkblende	grau	graubraun
Eisenglanz	blaugrau	tiefrot

VI. Demonstration der Grunderscheinungen der Polarisation und Doppelbrechung mit einem Projektionsapparat.

33 Präparate mit einer Gebrauchsanweisung.
(Bezugsquelle: Optische Werke E. Leitz, Wetzlar.)

1. Kalkspatrhomboeder (ca. 3 cm lang).
2. Quarz ⊥ zur Achse, 3,75 mm, *R* oder *L* drehend.
3. Glimmertreppe.
4. Gips, ungleich dick.
5. Quarzkeil oder Gipskeil.
6. Gips konkav.
7. Gipsbild „Schmetterling".
8. Gips, rot I. Ordnung.
9. Gips, orange 2. Ordnung.
10. Gips, violett 2./3. Ordnung.
11. Gips, grün 3. Ordnung.
12. Gips, weiß 8. Ordnung.
13. Gips, ca. 1 mm dick.
14. Soleil'sche Doppelplatte.
15. Quarz, grobe Verwachsungen von R. und L. Quarz.
16. Amethyst, feine Felderteilung.
17. Turmalin, dichroitisch.
18. rasch gekühltes Glas, rund.
19. rasch gekühltes Glas, rechteckig.
20. Presse mit Glasstab (Biegungsversuch).
21. Vorrichtung zum Verspannen einer Linse.
22. Kalkspat ⊥ zur Achse.
23. Kaliumnitrat, ⊥ zur 1. Mittellinie.
24. Muscovit, Spaltungsplatte.
25. Topas, ⊥ zur 1. Mittellinie.
26. Zucker, nahezu ⊥ zu einer optischen Achse.
27. Cerussit, ⊥ zur 1. Mittellinie.
28. Gips, zum Erwärmen.
29. Dünnschliff, Olivingabbro.
30. Dünnschliff, Quarzporphyr.
31. Dünnschliff, Olivinbasalt.
32. Dünnschliff, Glimmerschiefer.
33. Dünnschliff, Sandstein.

a) Orthoskopische Beobachtung.

Nachweis der Doppelbrechung und Polarisation: Nr. 1.

Komplementäre Intensitäten und Farben bei parallelen und gekreuzten Nicols: Nr. 1 und 2 kombiniert.

Verhalten anisotroper Körper im polarisierten Licht, Auslöschungen, Abhängigkeit der Interferenzfarben von der Dicke: Nr. 3, 4, 5, 6, 7.

Entstehung der Interferenzfarben (Spektralanalyse der Interferenzfarben): Nr. 8, 9, 10, 11, 12, 13.

Optisches Drehungsvermögen: Nr. 2.

Empfindliche Platten aus rechts- und linksdrehenden Substanzen: Nr. 14, 15, 16.

Dichroismus: Nr. 17 (auch 32).

Spannungsdoppelbrechung: Nr. 18, 19, 20, 21.

b) Konoskopische Beobachtung.

Einachsig: Nr. 22; mit optischem Drehungsvermögen: Nr. 2.

Zweiachsig mit verschieden großem Achsenwinkel: Nr. 23, 24, 25, 26.

Dispersion der optischen Achsen: Nr. 27.

Veränderung des Winkels der optischen Achsen mit der Temperatur: Nr. 28.

c) Die wichtigsten Gesteinstypen.

Plutonit: Nr. 29.

Vulkanit: Nr. 30 und 31.

Metamorphes Gestein: Nr. 32.

Sedimentgestein: Nr. 33.

Alphabetisches Sachregister

Zum Finden benutze man auch das ausführliche Inhaltsverzeichnis am Anfang des Buches.

Alphabetisches Sachregister